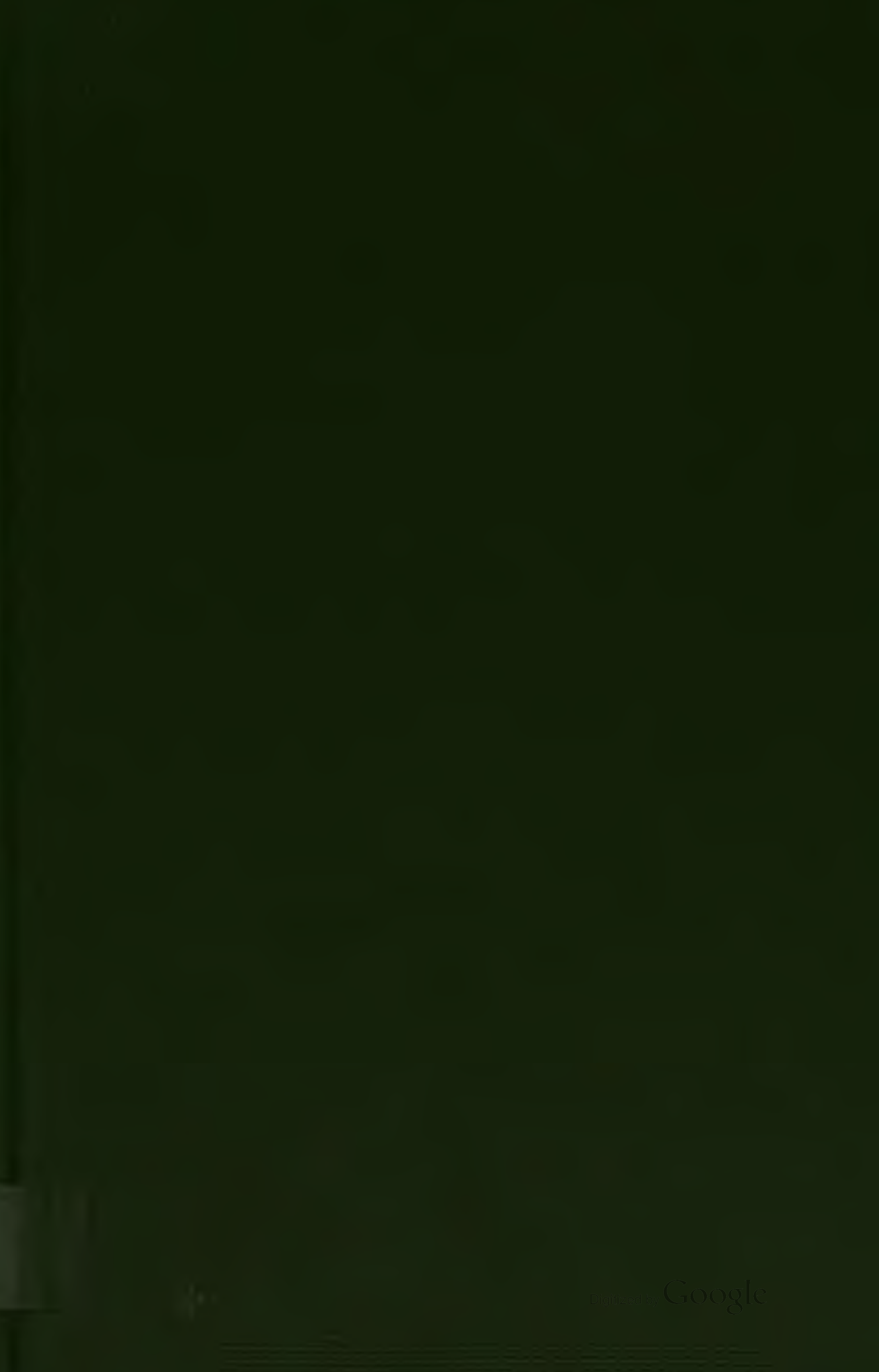


DIE

SPECTRALANALYSE DER GESTIRNE

VON

DR. J. SCHEINER
ASTRONOM AM KÖNIGLICHEN ASTROPHYSIKALISCHEN OBSERVATORIUM
ZU POTSDAM.

MIT EINEM VORWORTE

VON

PROFESSOR H. C. VOGEL.

MIT 2 SPECTRALTAFELN IN HELIOGRAVÜRE UND 74 FIGUREN IM TEXT.

LEIPZIG
VERLAG VON WILHELM ENGELMANN
1890.

Astronom. Observ.

Bereits vor mehreren Jahren machte mich mein Freund, der leider zu früh verstorbene Astronom und Verlagsbuchhändler Dr. R. Engelmann, darauf aufmerksam, dass eine sehr bemerkbare Lücke in der wissenschaftlichen Litteratur durch das Fehlen eines Lehrbuches der Astrophysik, welches sämmtliche Gebiete dieses neuen Wissenszweiges umfasse, vorhanden sei, und forderte mich auf, ein derartiges Lehrbuch zu schreiben. Ich bin diesem Projecte nicht abgeneigt gewesen, jedoch machten dringende wissenschaftliche und Verwaltungs-Arbeiten einen Aufschub nöthig, der ganz unbedenklich, ja sogar gewissermassen geboten erschien, weil gerade damals einige Gebiete der Astrophysik sich in sehr lebhafter Entwickelung befanden und daher ein vorläufiger Abschluss abzuwarten war. In der Folge zeigte es sich, dass ich gezwungen war, eine Betheiligung meinerseits aus Mangel an Zeit ganz aufzugeben; auch war das Gesammtgebiet der Astrophysik schon ein so umfangreiches, dass es für den Einzelnen als eine zu grosse Anforderung betrachtet werden musste, alle Theile desselben in gleicher Vollständigkeit zu beherrschen. Es wurde daher der Plan eines Lehrbuches der Astrophysik dahin modificirt, die einzelnen Theile in getrennte Bearbeitung zu geben; auch wurde von einem gleichzeitigen Erscheinen derselben wegen des ungleichmässigen Entwickelungsganges der verschiedenen Zweige abgesehen. Es ist hierdurch die Verwirklichung des ersten Planes keineswegs ausgeschlossen, indem später, etwa bei einer nöthig werdenden zweiten Auflage, die einzelnen Theile unter einheitlicher Ueberarbeitung zu einem Werke vereinigt werden können.

Als eines der wichtigsten Gebiete der Astrophysik ist die coelestische Spectralanalyse zu betrachten, und es lag das Bedürfniss, ihre Ergebnisse in ein Lehrbuch zusammenzufassen, am dringendsten vor, da sie in

den Lehrbüchern über Spectralanalyse meist nur kurz oder zu populär behandelt worden ist und der gewaltige Aufschwung, den gerade dieser Zweig der Astrophysik in den letzten Jahren durch die Verwendung der Photographie erfahren hat, einen Höhepunkt erreicht zu haben scheint. Es ist deshalb meiner Meinung nach — und ich bin sicher, dass sich die Fachgenossen derselben anschliessen werden — mit Freuden zu begrüssen, dass die Spectralanalyse der Himmelskörper durch Herrn Dr. J. Scheiner in dem vorliegenden Werke eine Bearbeitung gefunden hat, welche sich durch Gründlichkeit auszeichnet und daher geeignet erscheint, zur Ausfüllung der oben bezeichneten Lücke einen Beitrag zu liefern. Ich will nur wünschen, dass es der Verlagsbuchhandlung W. Engelmann gelingen möge, auch für die übrigen Theile der Astrophysik in nicht zu ferner Zeit Bearbeiter zu finden.

H. C. Vogel.

Vorwort des Verfassers.

Die Spectralanalyse und ihre Anwendung auf die Gestirne haben seit den ersten Anfängen der spectralen Untersuchungsmethode in engster Wechselwirkung mit einander gestanden; die Spectralanalyse verdankt ihren Aufschwung wesentlich den Resultaten, die sie bei der Beobachtung der Himmelskörper geliefert hat, und ebendieselben Resultate sind für die astrophysikalische Erkenntniss von massgebender Bedeutung gewesen. Um so mehr muss es auffallen, dass gerade in dem Hauptgebiete der Spectralanalyse, in der coelestischen Spectralanalyse, ein eigentliches Lehrbuch nicht existirt. Populäre Darstellungen dieses Wissenszweiges sind zwar in grosser Anzahl vorhanden, z. Th. vorzüglich in ihrer Art — es braucht hier nur an die treffliche »Spectralanalyse« von Schellen erinnert zu werden —, da sie aber über den Rahmen des populären Verständnisses nicht hinausgehen, so sind sie weder zu einem ernsten Studium noch zur Benutzung als Handbücher für den Fachgelehrten geeignet. Das Lehrbuch der Spectralanalyse von Kayser ist allerdings wissenschaftlicher gehalten, doch ist gerade die coelestische Spectralanalyse so kurz und beiläufig behandelt, dass das Werk in dieser Hinsicht nicht als Lehrbuch betrachtet werden kann.

Dass bei dem immer mehr zunehmenden Umfange des Gebietes der Spectralanalyse der Gestirne das Bedürfniss nach einer den gegenwärtigen Standpunkt der Wissenschaft möglichst erschöpfenden Darstellung aller einschlägigen Methoden und Resultate immer dringender geworden ist, wird jeder Astrophysiker empfunden haben; für mich ist dieses Bedürfniss massgebend gewesen, mich der schwierigen Aufgabe einer ersten Zusammenfassung dieser Art zu unterziehen. Von welchen Gesichtspunkten ich hierbei ausgegangen bin, zeigt die Eintheilung des Buches: ich habe mich bemüht, den praktischen und theoretischen Anforderungen zu genügen, dabei aber auch eine Darstellung der bis jetzt erhaltenen Resultate zu geben. Gleichzeitig habe ich es für wünschenswerth gehalten, das Buch für ausübende Praxis und für das weitere Studium brauchbar zu machen; deshalb habe ich eine Reihe von Tabellen sowie ein möglichst vollständiges Litteraturverzeichniss, letzteres im Anhange, beigefügt.

Bei der Darstellung der Ergebnisse der spectroskopischen Untersuchungen an Himmelskörpern wurde nicht jede einzelne Beobachtung oder Bemerkung berücksichtigt, sondern es wurde eine Auswahl getroffen, welche genügte, um den jetzigen Standpunkt des Wissens in Vollständigkeit darzustellen. Bei allen diesen Darstellungen bin ich von dem Gedanken ausgegangen, dass der Leser in Bezug auf seine Vorkenntnisse in der Spectralanalyse etwa auf dem Standpunkte des Schellen'schen Buches steht.

Es wird dem Leser nicht entgehen, dass das Capitel über die Sonne, mit Ausnahme des Theiles über das Sonnenspectrum, in Bezug auf Ausführlichkeit nicht den übrigen Capiteln des Buches entspricht, und ich muss diesen Unterschied daher an dieser Stelle motiviren.

Die spectroskopischen Untersuchungen an der Sonne sind mit den Annahmen über die Constitution dieses Himmelskörpers, für welche nicht allein diese Untersuchungsmethode massgebend ist, so innig verbunden, dass eine ausführlichere Darstellung der ersteren ohne eingehende Berücksichtigung der letzteren unmöglich ist. Eine derartige Darstellung würde aber ein Buch für sich allein in Anspruch nehmen, und deshalb musste eine solche schon aus äusseren Gründen unterbleiben, und die etwas kurze Behandlung dieses Capitels wurde einem gänzlichen Beiseitelassen desselben nur der Vollständigkeit halber vorgezogen. Aber es lag zu dem Entschlusse, von einer vollständigen Darstellung abzusehen, noch ein anderer wichtiger, ein innerer Grund vor. Es kann nicht ungesagt bleiben, dass der augenblickliche Zustand unserer Kenntnisse über die Constitution unseres Centralkörpers durchaus nicht den berechtigten Erwartungen entspricht. Wir besitzen auf der einen Seite ein zwar grosses, aber meistens nicht wissenschaftlich bearbeitetes Beobachtungsmaterial, und dem stehen auf der anderen Seite eine Unzahl von Hypothesen und Sonnentheorien gegenüber, die mit wenigen Ausnahmen schon in ihren ersten Anlagen verfehlt sind und nicht selten mit den einfachsten physikalischen Anschauungen der Neuzeit in Widerspruch stehen. Der enormen Aufgabe aber, in Beobachtungen und Hypothesen eine Sichtung vorzunehmen und alsdann vielleicht eine neue Theorie zusammenzustellen, habe ich mich nicht unterziehen mögen.

Bei der Abfassung des Werkes habe ich mich der liebenswürdigen Unterstützung vieler Collegen nnd Freunde zu erfreuen gehabt, denen ich hier meinen verbindlichsten Dank abstatten möchte. Vor Allem aber gebührt derselbe Herrn Professor Vogel für dessen gütige und vielseitige Unterstützung während der Entstehung dieses Buches.

Auch kann ich nicht umhin, der Verlagsbuchhandlung von W. Engelmann für das grosse Entgegenkommen in allen Wünschen, welche den Druck und die äussere Ausstattung des Buches betrafen, meinen Dank abzustatten.

Potsdam im September 1890. **Dr. J. Scheiner.**

INHALTSVERZEICHNISS.

I. Theil.

Die Spectralapparate.

II. Theil.

Spectralanalytische Theorien.

III. Theil.

Die Ergebnisse spectralanalytischer Untersuchungen an Himmelskörpern.

IV. Theil.

Tabellen.

Anhang.

I. Theil.

Die Spectralapparate.

Einleitung.

Die zur spectroskopischen Beobachtung von Gestirnen, mit Ausnahme der Sonne, dienenden Apparate — die Sternspectroskope — werden fast nur in Verbindung mit einem Teleskope benutzt. Da die Lichtschwäche der meisten der in Betracht kommenden Objecte eine der Hauptschwierigkeiten der spectralanalytischen Untersuchungen an Gestirnen bildet, so kann man im Allgemeinen aussprechen, dass die hierher gehörigen Beobachtungen, die einen wissenschaftlichen Zweck verfolgen, nur mit Hülfe von Fernrohren mindestens mittlerer Grösse angestellt werden können. Je grösser die Lichtstärke des Fernrohrs ist, um so mehr wird die Beobachtung erleichtert, wenn man von neu hinzutretenden Uebelständen absieht, die bei der Verwendung grosser Refractoren auftreten, und die später näher erklärt werden sollen.

Als untere Grenze der Oeffnung eines für sternspectralanalytische Beobachtungen geeigneten Fernrohrs kann man etwa 20 Centimeter annehmen; bei den hellsten Fixsternen genügt zur Erkennung der Art ihrer Spectra allerdings schon eine Oeffnung von etwa 12 Centimetern.

Je nach dem Zwecke der Beobachtung und besonders je nach der Beschaffenheit der zu untersuchenden Objecte verwendet man drei Arten von Spectroskopen, die sehr wesentlich von einander unterschieden sind: das Fernrohr mit Objectivprisma, das Ocularspectroskop und das zusammengesetzte Spectroskop. Zur Anstellung von spectroskopischen Beobachtungen an der Sonne kommen noch hinzu das Spectrometer und das Protuberanz-Spectroskop, deren principielle Einrichtung mit derjenigen der zusammengesetzten Sternspectroskope übereinstimmt, und die daher mit diesen zusammen besprochen werden sollen.

Das Objectivprisma gewährt wohl die einfachste Form eines Sternspectroskopes, ist jedoch wegen der Schwierigkeit der Herstellung in grösseren Dimensionen nur wenig in Gebrauch.

Dasselbe wird vor dem Objective des Fernrohrs angebracht und muss, wenn kein Lichtverlust eintreten soll, von der Grösse der Objectivöffnung sein. Ein mit solchem Prisma versehenes Fernrohr entspricht einem Spectroskope, dessen Spalt sich in unendlicher Entfernung befindet, so dass die vom Spalte ausgehenden Strahlen nicht mehr durch eine Collimatorlinse parallel gemacht zu werden brauchen.

An Stelle des unendlich entfernten Spaltes tritt der Stern, der als ein Punkt des Spaltes zu betrachten ist; die auf das Prisma parallel auffallenden Strahlen werden beim Durchgange zerlegt, und das hierdurch entstehende Spectrum wird vermittels des Fernrohrs betrachtet.

Zur Verbreiterung des fadenförmigen Spectrums wird am Oculare des Fernrohrs eine Cylinderlinse vorgesetzt.

Zuerst angewendet ist diese Art des Spectroskopes schon von Fraunhofer, der dieselbe auch mit im Verhältniss zum Beobachtungsfernrohr weit entferntem Spalte für Laboratoriumsversuche benutzt hat.

Beim Ocularspectroskope übernimmt der Stern ebenfalls die Function des Spaltes, nur wird hier nicht der Stern selbst, sondern sein Brennpunktsbild im Fernrohre verwendet. In Folge dessen können im Allgemeinen die Prismen sehr klein sein. Man unterscheidet zwei Anordnungen dieses Spectroskopes, je nachdem das Prisma sich vor oder hinter dem Brennpunkte des Fernrohres befindet.

Ebenso wie beim Objectivprisma ist auch hier die Anwendung einer Cylinderlinse zur Verbreiterung des Spectrums geboten.

Aus dem Umstande, dass das leuchtende Object selbst die Stelle des Spaltes vertritt, ist ohne Weiteres klar, dass die bis jetzt besprochenen Arten von Sternspectroskopen nur auf Objecte von sehr kleinem Durchmesser, im Allgemeinen also nur auf Fixsterne angewandt werden können.

Auf alle Objecte, auch auf Kometen und Nebelflecke, anwendbar sind nur die zusammengesetzten Sternspectroskope, die man eigentlich Sternspectrometer nennen sollte, da sie allein die feinsten Messungen innerhalb der Spectra gestatten.

Abgesehen von Einzelheiten ist ihre Construction die eines gewöhnlichen Spectrometers; sie müssen so am Fernrohr angebracht werden, dass der Spalt in der Brennebene des Fernrohres liegt.

Für derartige Instrumente, bei welchen die Spectra nicht direct beobachtet, sondern in einer Camera photographisch aufgenommen werden,

ist in neuerer Zeit die Benennung Spectrograph in Anwendung gekommen.

Bevor wir nun zur genauen Beschreibung und zur Theorie der Sternspectroskope übergehen, sollen im Folgenden einige alle derartige Apparate betreffende Punkte besprochen werden.

Capitel I.

Allgemeines, die Sternspectralapparate betreffend.

1. Ueber den Einfluss der unvollständigen Achromasie der Fernrohrobjective auf die Beobachtung von Sternspectren.

Der Umstand, dass von einem sogenannten achromatischen Objective die sämmtlichen Strahlen nicht in einem Punkte vereinigt werden, sondern dass jede Strahlengattung eine besondere Brennweite für sich besitzt, tritt bei allen Sternspectralbeobachtungen in störender Weise auf.

Je grösser die Dimensionen des Objectives sind, um so grösser ist im Allgemeinen dieser störende Einfluss. Derselbe fällt bei Verwendung eines Spiegelteleskopes fort, da in demselben bekanntlich eine vollständige Vereinigung aller farbigen Strahlen stattfindet. Die Reflectoren sind daher vorzüglich zu solchen sternspectralanalytischen Untersuchungen geeignet, bei denen es darauf ankommt, möglichst viel vom Spectrum auf einmal übersehen zu können.

Die für die verschiedenen Strahlen gültigen Brennpunkte eines Objectives liegen in der optischen Axe in gewissen Abständen hintereinander, so dass die Begrenzungsflächen der vom Objective ausgehenden Strahlen für die verschiedenen Strahlengattungen als ineinander steckende Kegelmäntel zu betrachten sind mit dem Objective als gemeinschaftlicher Basis.

Eine zur optischen Axe senkrechte Ebene, welche z. B. die Spitze des von den Strahlen der Wellenlänge F umgrenzten Kegels berührt, also die Brennebene für diese Strahlengattung bildet, schneidet bei allen anderen Strahlen kleine Kreise aus, die sogenannten chromatischen Abweichungskreise, deren Durchmesser von dem Abstande der einzelnen Brennpunkte von dem für die F-Strahlen gültigen abhängt. (Fig. 1, S. 4.)

Die Abstände der Brennpunkte von einander sind im Allgemeinen

grösser, je grösser die Brennweite des Objectives ist, hängen im einzelnen Falle aber vollständig von der Construction des Objectives und besonders von der Wahl der Glassorten ab. Selbst die Reihenfolge der Brennpunkte ist für verschiedene Constructionen gänzlich verschieden; man kann nur sagen, dass bei gewöhnlichen Objectiven, welche möglichst achromatisch für die für das Auge wirksamsten Strahlen hergestellt sind, also für Orange, Gelb und Grün, die Brennpunkte dieser Strahlen ziemlich nahe zusammenliegen, während die Brennpunkte der brechbareren Strahlengattungen immer weiter hinter einander fallen. Das Umgekehrte findet naturgemäss für die für die chemischen Strahlen achromatisirten Objective statt.

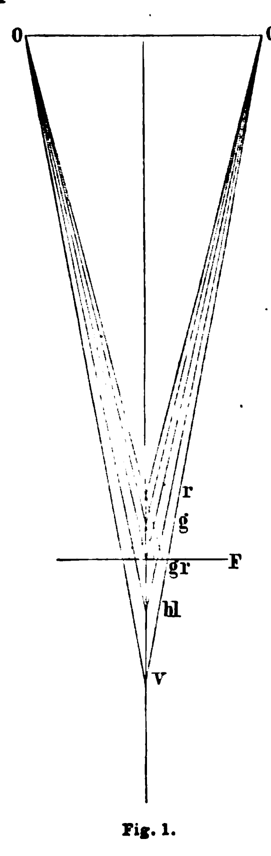


Fig. 1.

Die Folge dieser Eigenschaft der Objective für die Beobachtung von Sternspectren ist, dass nur für die Strahlengattung, für welche das Spectroskop gerade eingestellt ist, d. h. für welche die Spaltebene mit der Brennebene zusammenfällt, die Bedingung erfüllt wird, dass der Stern ein Punkt ist, und dass die Breitenausdehnung des Spectrums ohne Anwendung der Cylinderlinse ein Minimum sein muss; alle übrigen Theile des Spectrums aber werden mehr oder weniger breit erscheinen.

Während diese Verbreiterung des Spectrums an und für sich nichts schaden würde, treten Uebelstände ein, die durch die Verbreiterung des Sternbildchens verursacht werden, und die sich verschieden äussern, je nachdem der Stern selbst als Spalt benutzt wird oder nicht. Im ersteren Falle, also bei dem Objectivprisma und den Ocularspectroskopen, wird an den betreffenden Stellen der Spalt — in Wirklichkeit der Stern — zu breit, das Spectrum wird unrein und die Spectrallinien werden verwaschen und verschwinden schliesslich gänzlich.

Bei dem zusammengesetzten Spectroskope findet selbstverständlich dieselbe Verbreiterung des sonst fadenförmigen Spectrums statt, nur wirkt hierbei diese Verbreiterung nicht in dem Masse auf die Verschlechterung der Linien hin, da für deren Breite die Breite des Spaltes massgebend ist. An den verbreiterten Stellen des Spectrums fällt aber nur ein geringerer Theil des gesammten Sternlichtes in den

Spalt, und deshalb werden diese Stellen unverhältnissmässig lichtschwach.

Der Anblick eines continuirlichen Spectrums gestaltet sich bei einem Objective, bei dem z. B. die Strahlen von der Wellenlänge *D* und *F* vereinigt sind, wie in Figur 2.

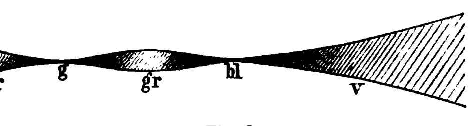


Fig. 2.

Wenn man nicht einen Spiegel, welcher eine vollkommene Vereinigung der Strahlen erzeugt, verwenden kann, so gibt es kein Mittel, den vorhin beschriebenen Uebelstand zu beseitigen, und es bleibt bei Beobachtung eines Spectrums nichts anderes übrig, als nach einander auf die verschiedenen Strahlengattungen scharf einzustellen.

Die fehlerhafte Achromasie von Ocular und Auge wirkt genau im gleichen Sinne, wie die des Objectivs, und addirt sich zu derselben, aber nur beim Objectivprisma und Ocularspectroskope, nicht beim zusammengesetzten.

Betrachtet man das reelle Bild eines wirklich fadenförmigen Spectrums mit dem fehlerhaften System Ocular + Auge, so wird man nur diejenige Stelle des Spectrums scharf, also fadenförmig, sehen, welche der Farbe entspricht, für welche man das Bild in der richtigen Sehweite hat. Für die anderen Farben befindet sich nicht mehr das Bild selbst in der richtigen Sehweite, sondern in einer Fläche, welche das Strahlensystem vor oder hinter der wirklichen Vereinigungsfläche schneidet: für alle diese Farben erscheint das thatsächlich fadenförmige Spectrum verbreitert.

Man erhält also im Allgemeinen auch bei Anwendung eines Reflectors kein in allen Theilen gleichzeitig fadenförmiges Spectrum, doch ist der durch fehlerhafte Achromasie des Auges und des Oculars bei guten Ocularen entstehende Fehler im Verhältniss zu dem vom Objective herrührenden klein.

Es ist daher stets zu empfehlen, bei Spectroskopen achromatische Oculare zu benutzen, obgleich dieselben theoretisch nicht absolut erforderlich sind; es würde sich in gewissen Fällen, wenn es sich darum handelt, unter Verwendung eines Reflectors das gesammte Spectrum gleichzeitig möglichst scharf übersehen zu können, empfehlen, besondere Oculare zu construiren, welche für den betreffenden Beobachter die Fehler in der Achromasie des Auges aufheben, so dass das System Ocular + Auge völlig achromatisch wird.

Besitzt das Auge des Beobachters eine grosse Accommodationsfähigkeit, so erleichtert dies das Beobachten von Sternspectren sehr, falls

die vom Objectiv herrührende Differenz in der Lage der Brennpunkte nicht zu gross ist.

Als Beispiel für die Grösse der Differenzen zwischen den Brennweiten der verschiedenen Strahlen mögen hier einige Angaben über das Objectiv des Potsdamer grossen Refractors folgen, welches für spectroskopische Untersuchungen als verhältnissmässig ungeeignet betrachtet werden kann.

Die Objectivöffnung dieses Instrumentes beträgt 298 mm, die Brennweite 5.4 m.

Die Strahlen sind annähernd für *D* und *F* vereinigt, die Abstände der Brennpunkte der übrigen Strahlen betragen genähert in Millimetern für die beigeschriebenen Wellenlängen:

W. L. $\mu\mu$	Diff. mm	W. L. $\mu\mu$	Diff. mm
680	+ 3.6	498	— 0.7
C 656	+ 2.4	*F* 486	0
610	+ 0.2	473	+ 2.0
573	— 0.6	445	+ 5.3
544	— 1.6	H_γ 434	+ 8.2
520	— 1.9	H_δ 410	+16.3

Die Radien der Abweichungskreise für die hauptsächlichsten Fraunhofer'schen Linien ergeben sich hiernach, wie folgt:

Fraunh. Linien	Radien	Fraunh. Linien	Radien
B	0.125	*F*	0.015
C	0.081	*G*	0.262
D	0.000	*h*	0.474
E	0.033		

Der im Vorigen auseinandergesetzte Einfluss der fehlerhaften Achromasie der Objective auf die Sternspectra kann übrigens benutzt werden, um die Güte eines Objectivs in Bezug auf Achromasie zu prüfen. Eine hierauf basirende Untersuchungsmethode ist von H. C. Vogel*) angegeben worden.

2. Prismen und Prismensysteme.

Zum Verständnisse der Spectralapparate ist eine genauere Kenntniss der Vorgänge, welche beim Durchgange des Lichtes durch Prismen oder

*) Ueber eine einfache Methode zur Bestimmung der Brennpunkte und der Abweichungskreise eines Fernrohrobjectivs für Strahlen verschiedener Brechbarkeit. Monatsberichte der K. Akad. d. Wissensch. in Berlin, 29. April 1880.

Prismensysteme eintreten, durchaus erforderlich. Leider fehlt es bisher noch an einer allgemeinen Theorie hierüber; der Lösung dieser Aufgabe ist wohl Block*) am nächsten getreten, und mit der Einschränkung auf einfache Prismen hat v. Helmholtz**) eine Entwickelung der einschlägigen Formeln gegeben.

Da bei allen Spectralapparaten als Lichtquelle ein Punkt oder eine Lichtlinie benutzt wird, von welch letzterer man, in einer Ebene senkrecht zur Prismenkante bleibend, vorläufig auch nur einen Punkt zu betrachten braucht, so ist stets das auf das Prisma fallende Strahlenbündel ein homocentrisches, und da nur ein solches Lichtbündel mit Hülfe des Auges oder einer Linse wieder zu einem Punkte vereinigt werden kann, so muss also, falls man scharfe Bilder erhalten will, das Strahlenbündel nach dem Durchgange durch ein Prisma oder Prismensystem noch immer homocentrisch sein. Diese Forderung ist nur in speciellen Fällen erfüllt; im Allgemeinen ist ein homocentrisches Lichtbündel nach dem Durchgange durch ein Prisma nicht mehr homocentrisch. Es ist nun die Aufgabe einer richtigen Construction, diese Specialfälle zu benutzen.

Ein unendlich dünnes, von einem endlich entfernten Punkte ausgehendes monochromatisches Strahlenbündel bleibt nach dem Durchgange durch ein Prisma nur dann homocentrisch, wenn es das Prisma im Minimum der Ablenkung passirt. Ist das Bündel im Verhältniss zum Prisma nicht als verschwindend dünn zu betrachten, so bleibt das Bündel, auch wenn das Prisma im Minimum der Ablenkung steht, nicht homocentrisch, doch ist in diesem Falle der Fehler ein möglichst kleiner. Es ist diese Eigenschaft der Prismen eine Hauptursache, weshalb man dieselben stets im Minimum der Ablenkung benutzen soll.

Für ein homocentrisches Bündel paralleler Lichtstrahlen bleibt das Bündel nach dem Durchgange durch ein Prisma stets homocentrisch, auch wenn das letztere nicht im Minimum der Ablenkung steht. Aus diesem Satze geht die Wichtigkeit hervor, entweder den Spalt eines Spectroskopes in sehr weite Entfernung zu setzen, oder noch besser, die von dem Spalte kommenden Lichtstrahlen durch eine Collimatorlinse, in deren Brennpunkte sich der Spalt befindet, parallel zu machen.

Bleibt man bei dieser Betrachtung nicht in einer zur brechenden Kante des Prismas normalen Ebene, benutzt man also als Lichtquelle nicht einen Lichtpunkt, sondern eine Lichtlinie — Spalt —, die auf dieser

---

*) Beiträge zur Theorie der Lichtbrechung in Prismensystemen. Dorpat 1873.
**) Wissenschaftl. Abhandlg. Bd. II.



Ebene senkrecht steht, so ist es klar, dass Fehler der Homocentricität, welche im Sinne der Spaltrichtung auftreten, ohne Einfluss auf die Schärfe im resultirenden Spectrum sind.

Das Bild eines leuchtenden Spaltes wird stets dort entworfen, wo die Vereinigung der Strahlen in einer zur brechenden Kante normalen Ebene stattfindet. Hierbei stellt sich in Betreff der Bildweite des Spaltes Folgendes ein: Die Entfernung des Bildes einer der brechenden Kante parallelen Lichtlinie vom Prisma ist grösser, als die Entfernung des Objectes, wenn der Einfallswinkel an der ersten Fläche des Prismas grösser ist als beim Minimum der Ablenkung. Die Entfernung des Bildes ist dagegen kleiner als die des Objectes, wenn jener Einfallswinkel kleiner ist*).

Hieraus ergibt sich für die deutliche Sichtbarkeit einer solchen Lichtlinie das folgende Gesetz:

Befindet sich eine Lichtlinie in der deutlichen Sehweite, sei es bei directem Sehen, sei es durch Vermittelung eines Fernrohrs, so bleibt dieselbe auch in der deutlichen Sehweite, wenn ein Prisma im Minimum der Ablenkung zwischengeschaltet wird. Dreht man das Prisma aus dieser Stellung heraus, so muss auch die Einstellung geändert werden, falls die Lichtlinie deutlich sichtbar bleiben soll. Tritt aber der vorhin erwähnte Specialfall ein, dass sich die leuchtende Linie in unendlicher Entfernung befindet, so ist auch das Bild stets unendlich weit entfernt, wie auch das Prisma gedreht werden mag.

Die Regeln für die Construction eines Spectroskops mit Prismen, welche das Licht ablenken, ergeben sich nun aus dem Vorigen ohne Weiteres.

Die erste Forderung ist paralleles Licht; dann kann man sogar Prismen verwenden, welche nicht im Minimum der Ablenkung benutzt werden.

Erlaubt die Construction des Spectroskopes die Verwendung parallelen Lichtes nicht, wie z. B. beim Ocularspectroskope, so soll man das Prisma nur im Minimum der Ablenkung verwenden, ausserdem aber muss das Prisma im Verhältniss zur Dicke des benutzten Lichtbündels sehr gross sein. Damit würde aber ein bedeutender Lichtverlust, sowie alle Schwierigkeiten, welche bei der Benutzung grosser Glasmassen entstehen, verbunden sein, und deshalb soll man für Spectroskope ohne Collimator überhaupt niemals Prismen oder Prismensysteme, welche das Licht ablenken, verwenden.

Prismensysteme mit gerader Durchsicht verhalten sich der Brechung

*) v. Helmholtz, l. c. p. 175.

gegenüber ähnlich wie planparallele Glasplatten; bei dem Durchgange eines homocentrischen Strahlenbündels bleibt also die Homocentricität bestehen und wird nicht merklich verschlechtert, auch wenn das Bündel ziemlich stark convergent oder divergent verläuft. Ausser der Bequemlichkeit, welche solche Systeme durch den geraden Durchgang des Lichtes darbieten, haben sie demnach auch den Vorzug, bei nicht parallelen Strahlen eine gute Vereinigung der Bilder zu gewähren, sie werden deshalb ausschliesslich bei Ocularspectroskopen verwendet.

Aus den Betrachtungen über die Homocentricität der aus einem Prisma austretenden Strahlen ergibt sich noch Folgendes für die Einstellung eines Beobachtungsfernrohrs auf ein Spectrum.

Die Fraunhofer'schen Linien erscheinen scharf, wenn die in den zur brechenden Kante senkrechten Ebenen divergirenden Strahlen vereinigt werden. Querlinien im Spectrum, verursacht durch Staub auf dem Spalte, oder die obere und untere Begrenzungslinie des Spectrums erscheinen dagegen dort scharf, wo die parallel zur brechenden Kante divergirenden Strahlen vereinigt werden. Im Allgemeinen erscheinen also Spectrallinien und Staublinien im Fernrohre nicht gleichzeitig scharf, sondern nur dann, wenn das Minimum der Ablenkung gegeben ist.

Bei Sternspectralapparaten bestimmt der Grad der Helligkeit der cölestischen Objecte, welche spectralanalytisch untersucht werden sollen, in Verbindung mit der Oeffnung des zur Verfügung stehenden Fernrohrs die Stärke der Dispersion, welche angewendet werden kann. Hat man sich über die Grösse der letzteren entschieden, so tritt in zweiter Linie die Frage nach der für den vorliegenden Fall praktischsten Art der Prismen auf. Sieht man zunächst vom Objectivprisma ab, so bleiben zur Verwendung für Sternspectralapparate übrig: das einfache Prisma, das Rutherfurd'sche Prisma und die Prismensysteme mit gerader Durchsicht.

Interferenzgitter dürften wegen der Lichtschwäche der Spectra bei sternspectralanalytischen Untersuchungen als nicht verwendbar bezeichnet werden, wogegen sie bei Untersuchungen im Sonnenspectrum sehr grosse Vortheile vor den Prismen besitzen.

Es hält schwer, für die Wahl der Prismen allgemeine Regeln aufzustellen, dies muss dem einzelnen Falle überlassen bleiben, und ist bereits im Vorigen auseinandergesetzt, dass für Ocularspectroskope ausschliesslich Prismen mit gerader Durchsicht verwendet werden sollten, während für zusammengesetzte Spectroskope, besonders für die Sternspectrometer, einfache oder Rutherfurd'sche Prismen den Vorzug verdienen. Es mögen im Folgenden einige allgemeine Bemerkungen über die verschiedenen Prismen gegeben werden.

Wie bei allen Spectralapparaten ist es auch bei dem Sternspectroskope wichtig, zur Erreichung einer gewissen Dispersion möglichst stark dispergirende Medien anzuwenden, weil man dann den brechenden Winkel entsprechend kleiner nehmen kann und die Lichtstrahlen weniger geneigt auf die Flächen ein- und austreten, wodurch der Verlust durch Reflexion geringer wird. Man darf allerdings hierbei nicht so weit gehen, stark gelblich oder bräunlich gefärbte Flintglassorten zu benutzen, weil dann der Lichtverlust durch Absorption stärker wird, als der Gewinn bei der Reflexion beträgt. Man hat jedoch besonders in Jena in neuerer Zeit schwere Flintglassorten hergestellt, welche an Durchsichtigkeit und Farblosigkeit nichts zu wünschen übrig lassen.

Die sonst zur Erzielung starker Dispersionen vorzüglichen Flüssigkeitsprismen sind bei Sternspectroskopen nicht anwendbar, da sie hier nicht genügend gegen Temperaturveränderungen geschützt werden können. Mit Flüssigkeitsprismen sind überhaupt nur gute Resultate zu erzielen, wenn dieselben vollständig thermisch isolirt werden können, da sonst Schlieren von ungleich dichter Flüssigkeit entstehen, wodurch die Spectrallinien unscharf erscheinen.

Sehr geeignet für Sternspectralapparate sind die Rutherfurd'schen Prismen, welche aus einem Prisma von schwerem Flintglase mit starkem brechenden Winkel — bis über 90° — und zwei auf die Seitenflächen aufgekitteten schwach brechenden Prismen von Crownglas bestehen, welche letztere ihre brechende Kante an der Basis des mittleren Prismas haben. Mit Hülfe dieser Construction kann man dem Prisma einen so grossen brechenden Winkel geben, dass derselbe für direct auffallende Strahlen nicht mehr zulässig ist; durch die aufgekitteten Compensationsprismen wird zwar die Dispersion etwas geschwächt, sie bleibt aber immerhin stärker, als bei einem einfachen Prisma mit möglichst grossem brechenden Winkel, und die Lichtstärke ist wegen des weniger schrägen Auffallens der Strahlen auf die Flächen eine grössere.

Von den Prismen mit gerader Durchsicht kommen wesentlich nur diejenigen in Betracht, welche aus Prismen von Flintglas und Crownglas zusammengesetzt sind. Man verwendet diese Systeme in der Combination von einem Flintglasprisma mit zwei Crownglasprismen, oder zwei Flintglasprismen mit drei Prismen aus Crownglas. Den Flintglasprismen gibt man sehr starke brechende Winkel und berechnet die Crownglasprismen so, dass für einen Strahl mittlerer Brechbarkeit — gewöhnlich wählt man hierfür die Gegend von E bis F — die Ablenkung aufgehoben wird.

Da man im Allgemeinen bei allen Ocularspectroskopen Prismensysteme in kleinen Dimensionen verwendet, so ist der Lichtverlust in

Folge des Durchganges durch die verhältnissmässig sehr dicke Glasschicht doch nur ein sehr geringer.

Nach Pickering*) ist es ziemlich einfach, so lange man keine zusammengesetzten Prismen verwendet, den Lichtverlust bei einem oder mehreren Prismen zu bestimmen, resp. den brechenden Winkel anzugeben, bei welchem die grösste Dispersion bei dem geringsten Lichtverlust erreicht werden kann.

Bezeichnet man mit α den brechenden Winkel eines Prismas, mit n den Brechungsindex für den weniger brechbaren von zwei nahe zusammenstehenden Strahlen, so ist für das Minimum der Ablenkung $r = \frac{\alpha}{2}$, $\sin i = n \sin\frac{\alpha}{2}$. Bezeichnet man nun mit di den kleinen Winkel zwischen diesen beiden nahen

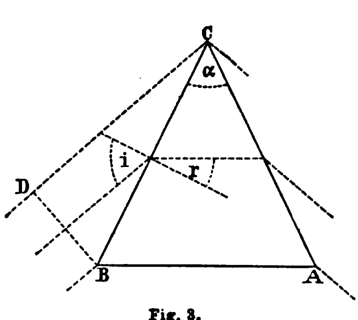


Fig. 3.

Strahlen, so ist $di = \frac{\sin\frac{\alpha}{2}}{\cos i}\,dn = \frac{1}{n}\,\mathrm{tg}\,i\,dn$. Hieraus ist ersichtlich, dass die Dispersion stärker zunimmt als die Ablenkung; von zwei Spectroskopen, welche dieselbe Ablenkung geben, hat demnach dasjenige die grössere Dispersion, in welchem i und also auch α am grössten ist. Bei der Bestimmung des Lichtverlustes, der durch Reflexion an der Vorder- und Rückfläche der Prismen entsteht, ist zu bedenken, dass die Annahme, dass jede folgende Fläche dasselbe Lichtquantum reflectirt wie die erste, nicht richtig ist, und zwar in Folge der stattfindenden Polarisation. Von einem in der Einfallsebene polarisirten Lichtstrahle wird beim Auftreffen auf eine Fläche reflectirt $B = \frac{\mathrm{tg}^2(i-r)}{\mathrm{tg}^2(i+r)}$, während bei einem senkrecht zur Einfallsebene polarisirten Lichtstrahle der Lichtverlust durch Reflexion $A = \frac{\sin^2(i-r)}{\sin^2(i+r)}$ wird. Betrachtet man nun das gewöhnliche Licht als bestehend aus zwei senkrecht zueinander polarisirten Lichtstrahlen, so wird an der ersten Fläche reflectirt $\frac{1}{2}A + \frac{1}{2}B$; die Quantität des durchgehenden Lichtes ist also $\frac{1}{2}[(1-A)+(1-B)]$. Trifft der Lichtstrahl auf eine zweite Fläche unter demselben Einfallswinkel, so geht nun hindurch $\frac{1}{2}[(1-A)^2+(1-B)^2]$ und nach dem Passiren von m Flächen $\frac{1}{2}[(1-A)^m+(1-B)^m]$.

Die Bedingung, dass die Einfallswinkel bei allen Flächen dieselben

*) Americ. Journal of Science. Vol. XLV, May 1868.



sind, ist bei einem Spectroskope, in welchem die sämmtlichen Prismen im Minimum der Ablenkung stehen, erfüllt.

Die Bestimmung des Lichtverlustes durch Absorption in den Prismen ist nicht ohne Weiteres auszuführen; es lässt sich aber eine einfache Beziehung zwischen diesem Verluste und der Dispersion aufstellen.

Die Strecke, welche der die Mitte der Prismen treffende Lichtstrahl im Glase zu durchlaufen hat, ist bei N Prismen $N \cdot \frac{1}{2} AB$, und der Betrag des nicht absorbirten Lichtes ist dem Logarithmus dieser Distanz proportional, also proportional lg $N \cdot BC \sin \frac{1}{2}\alpha$, oder bei Prismen, welche dieselbe Lichtmenge aufnehmen, bei denen also BD gleich ist, proportional lg $BD \cdot N \frac{\sin \frac{1}{2}\alpha}{\cos i}$.

Nun ist die Dispersion proportional $N \cdot \frac{\sin \frac{1}{2}\alpha}{\cos i}$, und hieraus folgt, dass in Spectroskopen von derselben Dispersion, und deren Prismen aus demselben Glase bestehen, auch der Lichtverlust durch Absorption derselbe ist.

Im Folgenden sind zwei Tafeln gegeben, welche diese Beziehungen für Prismen von 45° und von 60° brechendem Winkel klarlegen.

I. Prismen von 45° Grad brechendem Winkel.

	n	1 Fläche	2 Flächen	2 Prism.	3 Prism.	4 Prism.	5 Prism.	10 Prism.
Ablenkung. . . .	1.5	12° 32′	25° 4′	50° 8′	75° 12′	100° 16′	125° 20′	250° 40′
	1.6	15 15	30 30	61 0	91 30	122 0	152 30	305 0
	1.7	18 5	36 10	72 20	108 30	144 40	180 50	361 40
Dispersion $\frac{\sin \frac{1}{2}\alpha}{\cos i}$ . . .	1.5	0.467	0.935	1.870	2.804	3.739	4.674	9.348
	1.6	0.484	0.968	1.936	2.904	3.872	4.840	9.680
	1.7	0.504	1.008	2.016	3.023	4.031	5.039	10.078
Verlust durch Reflexion	1.5	0.043	0.084	0.159	0.226	0.276	0.339	0.539
	1.6	0.057	0.108	0.201	0.281	0.349	0.408	0.609
	1.7	0.074	0.141	0.255	0.347	0.422	0.484	0.676

II. Prismen von 60° Grad brechendem Winkel.

	n	1 Fläche	2 Flächen	2 Prism.	3 Prism.	4 Prism.	5 Prism.	10 Prism.
Ablenkung. . . .	1.5	18° 35′	37° 10′	74° 20′	111° 30	148° 40′	185° 50′	371° 40′
	1.6	23 8	46 16	92 32	138 48	185 4	231 20	462 40
	1.7	28 13	56 26	112 52	169 24	225 44	282 10	564 20
Dispersion. . . .	1.5	0.756	1.512	3.023	4.535	6.046	7.558	15.116
	1.6	0.833	1.667	3.334	5.000	6.667	8.334	16.668
	1.7	0.949	1.899	3.797	5.696	7.594	9.493	18.986
Verlust durch Reflexion	1.5	0.054	0.105	0.189	0.258	0.314	0.359	0.491
	1.6	0.080	0.147	0.252	0.328	0.382	0.422	0.504
	1.7	0.112	0.199	0.319	0.392	0.435	0.462	0.499

Als Beispiele wollen wir aus dieser Tabelle anführen: Es sei verlangt, bei einem Brechungsindex des Glases für einen bestimmten Strahl von 1.5 eine Dispersion von nahe 3 zu erhalten. Man würde dieselbe erreichen durch 3 Prismen von 45° oder durch 2 Prismen von 60°. Es stellt sich die Rechnung dann folgendermassen:

	Dispers.	Abl.	Verlust
45°	2.8	75°	0.226
60°	3.0	74°	0.189

Da nach der vorigen Auseinandersetzung in beiden Fällen der Lichtverlust durch Absorption derselbe ist, so ist der Vortheil der 2 Prismen von 60° gegenüber 3 Prismen von 45° einleuchtend, der Lichtverlust durch Reflexion bei den 60°-Prismen ist beträchtlich geringer. Die Ablenkung ist in beiden Fällen nahe dieselbe.

Oder es werde eine Dispersion von ungefähr 10 verlangt bei $n = 1.7$. Dieselbe ist annähernd zu erreichen durch 10 Prismen von 45° und durch 5 Prismen von 60°. Es ist

	Dispers.	Abl.	Verlust
45°	10.1	362°	0.676
60°	9.5	282°	0.462

Aus diesen Zahlen ist der Vortheil der 60°-Prismen gegenüber den 45°-Prismen noch viel besser zu erkennen, auch in Betreff der Ablenkung liegt der Vortheil auf Seiten der ersteren.

Man kann also in Kürze sagen, dass bei der Verwendung einfacher Prismen die Annahme grosser brechender Winkel stets von Vortheil für die Lichtstärke ist, wobei noch andere Vortheile hinzukommen, die darin bestehen, dass im letzteren Falle die Anzahl der Flächen kleiner ist, die Bilder also besser sind. Doch besteht hierbei eine Grenze, die nicht überschritten werden darf, weil schliesslich bei zu grossen Einfallswinkeln die Fehler der Flächen sich stärker bemerkbar machen. Wo diese Grenze eintritt, lässt sich natürlich nicht angeben. Es deuten aber alle gewonnenen Resultate darauf hin, bei starken Dispersionen die Anwendung zusammengesetzter (Rutherfurd'scher) Prismen zu empfehlen.

Es ist ferner bei der Construction eines Spectralapparates, der einen bestimmten Zweck erfüllen soll, erforderlich, die untere Grenze der Trennungsfähigkeit von Spectrallinien zu bestimmen. Diese »trennende Kraft« des Spectroskopes hängt ab von der Oeffnungsweite des Spaltes und von der Stärke der Dispersion, und nur mittelbar von der angewandten Vergrösserung, da die letztere nur das schon Getrennte

zu deutlicher Sichtbarkeit bringen kann, nicht aber selbst trennend wirkt.

Es ist ohne Weiteres klar, dass ein Spectroskop nur solche Details noch trennen kann, die weiter auseinander liegen als die scheinbare Spaltbreite beträgt. Diese letztere ist aus der wirklichen Spaltbreite sehr leicht zu ermitteln.

Bezeichnet man mit α und β und α' und β' die Eintritts- und Brechungswinkel an den beiden Flächen eines Prismas, mit A den brechenden Winkel, so ist:

$$\sin\alpha = n \sin\beta\,, \quad \sin\alpha' = n \sin\beta'\,, \quad \beta + \beta' = A\,.$$

Es mögen diese Werthe für Strahlen gelten, welche von der einen Kante des Spaltes kommen, dessen Breite zu ds angenommen werden soll. Durch Differentiation erhält man alsdann die Abweichung der Strahlen, welche von der zweiten Kante kommen.

Es ist

$$\cos\alpha\, d\alpha = n \cos\beta\, d\beta\,; \quad \cos\alpha'\, d\alpha' = n \cos\beta'\, d\beta'\,; \quad d\beta + d\beta' = 0\,.$$

Durch Elimination von $d\beta$ und $d\beta'$ erhält man dann für den Unterschied der von den beiden Spaltkanten kommenden Strahlen:

$$d\alpha' = \frac{\cos\alpha \cos\beta'}{\cos\alpha' \cos\beta} \cdot ds\,.$$

Wird der Winkel α ein rechter Winkel, d. h. haben wir es auf der ersten Fläche des Prismas mit streifender Incidenz zu thun, so wird $d\alpha' = 0$, d. h. das Spaltbild wird unendlich schmal. Umgekehrt wird $d\alpha' = -\infty$, sobald beim Austritt aus dem Prisma der Strahl die Hinterfläche streifend verlässt.

In der Praxis können natürlich beide Grenzfälle nicht erreicht werden, doch werden wir später eine Spectroskop-Construction kennen lernen, bei welcher eine Annäherung an diese Grenzfälle stattfindet.

Für den wichtigsten Fall der Prismenstellung, für das Minimum der Ablenkung, wird $\alpha = \beta'$ und $\beta = \alpha'$, demnach $-d\alpha' = ds$, die scheinbare Breite des Spaltes wird also nicht geändert.

Sind die Dimensionen von Collimatorlinse und Objectiv des Beobachtungsfernrohres einander gleich, wie dies am zweckmässigsten stets stattfinden sollte, so ist beim Minimum der Ablenkung die Breite des Spaltbildes in der Brennebene des Beobachtungsfernrohres gleich der wirklichen Spaltbreite.

In Folge dieser einfachen Relation ist es nun leicht, die trennende Kraft eines Spectroskopes zu berechnen.

Wir wollen annehmen, die Dispersion eines zusammengetzten Sternspectroskopes betrage zwischen *C* und *G* 4°, die Brennweite der Collimatorlinse sei 30 Centimeter, und es habe sich herausgestellt, dass der Spalt auf eine Weite von 0.05 mm geöffnet werden muss, um eine genügende Helligkeit der Spectra zu geben. Alsdann erscheint der Spalt unter einer scheinbaren Breite von 34″, also auch seine Bilder, die Spectrallinien. Nimmt man die 4° Dispersion als gleichmässig vertheilt auf das Intervall von *C* bis *G* an, so würde demnach das Spectroskop im günstigsten Falle Linien trennen können, die einen Abstand von 0.53 Milliontel Millimeter Wellenlänge ($\mu\mu$) besitzen, demnach würden z. B. die *D*-Linien nicht mehr getrennt werden können, gleichgültig, welche Ocularvergrösserung angewendet würde.

Bei Sternspectroskopen ohne Spalt, also bei Objectivprismen und Ocularspectroskopen, ist die scheinbare Spaltbreite gegeben durch die Grösse des Brennpunktsbildchens von einem Sterne im Fernrohre. Die Grösse dieses Bildchens hängt, abgesehen von der Güte des Objectives und von der Ruhe der Luft, nur ab von der Oeffnung des Instrumentes. Bei der Anwendung solcher Spectroskope ist eine grössere Oeffnung also nicht nur vortheilhaft wegen der grösseren Lichtstärke, sondern auch wegen der Möglichkeit, dem Spectroskope eine stärkere trennende Kraft zu geben.

Ueber die Helligkeit eines Spectrums, so lange man von dem schon besprochenen Lichtverluste durch Absorption und Reflexion absieht, lässt sich Folgendes sagen: Die Helligkeit des Spectrums ist unabhängig von der brechenden Kraft des Prismas und den brechenden Winkeln, direct proportional der Helligkeit der betreffenden Farben und der scheinbaren Breite des Spaltes und umgekehrt proportional der scheinbaren Länge des betreffenden Theiles des Spectrums.

In allen Spectralapparaten, die mit Prismen oder Prismensystemen versehen sind, welche die Lichtstrahlen nicht nur dispergiren, sondern auch von ihrer ursprünglichen Richtung ablenken, bemerkt man, dass die Spectrallinien gekrümmt erscheinen, und zwar liegt die concave Seite der Krümmung stets nach dem violetten Ende des Spectrums hin. Diese Krümmung tritt um so stärker hervor, je breiter das Spectrum genommen wird, und da, wie wir sehen werden, die Stärke der Krümmung bei den Strahlen verschiedener Wellenlänge verschieden ausfällt, so wird die Entfernung der Linien von einander geändert, d. h. die Dispersion ist verschieden, je nachdem man das Spectrum in der Mitte oder mehr nach seinen Rändern hin beobachtet. Dieser Unterschied ist zwar sehr gering und tritt nur bei feinen Messungen zu Tage, da aber andrerseits gerade bei Sternspectroskopen der Fall vorkommen

kann, dass man den Stern nicht genau in der Mitte des Spaltes einstellt, oder dass man bei breit gemachten Spectren nicht in der Mitte des Spectrums, sondern an den Rändern messen will, so ist es nöthig, sich über das Wesen der Krümmung und ihren Einfluss auf die Messungen klar zu sein.

Die Erscheinung der Linienkrümmung rührt daher, dass nur der Lichtstrahl, der von der Mitte des Spaltes auf das mit der brechenden Kante parallel gestellte Prisma fällt, normal zu dieser Kante eintritt, während die Strahlen, die von den Enden des Spaltes kommen, einen gewissen Winkel mit dieser Normalen bilden, der von der Höhe des Spaltes und von der Brennweite der Collimatorlinse abhängt.

Die durch die Collimatorlinse parallel gemachten Strahlen geben in der Brennebene des Beobachtungsfernrohres ein Bild des Spaltes, welches wieder eine gerade Linie sein muss. Wird aber ein Prisma eingeschaltet, so werden die Strahlen durch dasselbe so abgelenkt, dass die durch das Spaltbild und den Mittelpunkt des Beobachtungsobjectives gelegten Strahlen einen Kegelmantel bilden.

Die Entwickelung der Gleichung dieses Kegelmantels und die dadurch gegebene Gleichung der gekrümmten Spectrallinien rührt von Ditscheiner*) her. Die strenge Form dieser Gleichung ist etwas complicirt und zum Rechnen unpraktisch, und es soll deshalb hier nur ihre Form gegeben werden, wie sie bei verschiedener Vernachlässigung von Grössen zweiter Ordnung unter der Voraussetzung geringer Spalthöhe im Verhältniss zur Brennweite der Collimatorlinse folgt.

Bezeichnet man mit p die Brennweite des Beobachtungsfernrohrs, mit A den brechenden Winkel des Prismas, mit n dessen Brechungscoëfficienten, mit α den Eintrittswinkel des von der Mitte des Spaltes herkommenden Strahles und mit β den ihm entsprechenden Brechungswinkel, so ist die Gleichung der gekrümmten Spectrallinie:

$$z^2 = -\frac{2pn\cos\alpha\cos(A-\beta)}{(n^2-1)\sin A}\,x\,,$$

wobei die z-Axe parallel zur brechenden Kante gedacht ist; es ist dies die Gleichung einer Parabel, und es möge bemerkt werden, dass die die Grenze der Totalreflexion bildende Linie durch dieselbe Gleichung darstellbar ist.

---

*) Ditscheiner, Ueber die Krümmung der Spectrallinien. Sitzungsberichte der Mathem.-Naturw. Klasse der k. Akademie d. Wissensch. Wien. LI. Bd., II. Abtheilg. Jahrg. 1865.

Für die Minimumstellung des Prismas, für welche $\beta = \frac{A}{2}$ ist, wird die Gleichung vereinfacht in

$$z^2 = -\frac{n \cdot p\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}}{(n^2 - 1) \sin \frac{A}{2}}.$$

Da der Parameter grösser wird, wenn die Brennweite des Beobachtungsfernrohres wächst, so ist aus der Gleichung ersichtlich, dass die Krümmung der Linien um so geringer wird, je grösser die Brennweite des Beobachtungsfernrohres ist.

Die aus Gründen der Lichtstärke meist bei Sternspectralapparaten gebräuchliche Verwendung von Linsen kleiner Brennweite, sowie stark brechender Prismen erzeugen also gerade bei diesen Apparaten eine beträchtliche Krümmung der Spectrallinien. Da die Krümmung auch abhängig ist von den Brechungscoëfficienten und diese wiederum von der Wellenlänge, so folgt, dass die Krümmung stärker ist im Violett als im Roth, dass mithin die Seitenbegrenzungen eines Spectrums stärker dispergirt sind als die Mitte desselben. Es ist deshalb wichtig, bei feinen Messungen, wie sie z. B. der Sternspectrograph erlaubt, den Stern genau in die Mitte des Spaltes zu bringen, wenn man bei verschiedenen Aufnahmen die Dispersion als constant betrachten will. Ist dies nicht geschehen, und kennt man die benutzte Spaltstelle, so kann nach obiger Formel eine Correction angebracht werden, wenn man nicht vorzieht, auf empirischem Wege dieselbe zu ermitteln.

Es ist noch zu bemerken, dass auch die Ocularlinse des Beobachtungsfernrohres in gewissem Sinne von Einfluss auf die Stärke der Krümmung ist (siehe Ditscheiner l. c.).

Ist nämlich $z^2 = -mx$ die Gleichung der Spectrallinie im Brennpunkte des Objectivs, so ist diese um die Grösse $-\frac{p's}{p'-s}$ von der Ocularlinse entfernt, wenn p' die Brennweite des Oculars und s die deutliche Sehweite des Beobachters ist. Der Beobachter sieht also die Linie in der Form $z^2 = -\frac{s-p'}{p'}mx$, der Parameter wird also um so grösser, je kleiner p' ist; d. h. je stärker das Ocular ist, um so weniger gekrümmt erscheinen die Spectrallinien.

Als Beispiel für die Stärke der Linienkrümmung wollen wir ein Prisma annehmen von 60° brechendem Winkel aus einem Flintglase, dessen Brechungscoëfficienten für C gleich 1.7026, für G gleich 1.7284

sind. Beträgt die Brennweite des Beobachtungsfernrohrs 40 Centimeter, so ist in der Brennebene dieses Fernrohrs bei einem Abstande von 5 mm von der Spaltmitte die Abweichung von der geraden Linie für *C* 0.0664 mm, für *G* 0.0714, die Dispersion ist also an dieser Stelle für die Strecke von *C* bis *G* um 0.0050 mm grösser als in der Mitte, eine Grösse, die bei feinen Messungen durchaus nicht zu vernachlässigen ist und bei Vermehrung der Prismen proportional der Anzahl derselben wächst.

Die Prismensysteme mit gerader Durchsicht sind für den ungebrochen durchgehenden Strahl völlig frei von Krümmung; für die andern Strahlen tritt zwar eine sehr geringe Krümmung ein, doch fehlt es bis jetzt gänzlich an einer theoretischen Entwickelung hierfür.

3. Die Cylinderlinse.

Bei allen Sternspectralapparaten, welche zu Ocularbeobachtungen bestimmt sind, ist die Anwendung einer Cylinderlinse zur Verbreiterung des fadenförmigen Sternspectrums nöthig; der Ort, wo sie in den Strahlengang einzuschalten ist, ist je nach der Construction des Spectroskopes verschieden, und es ist in jedem Falle wichtig, zu wissen, wie und wo man die Cylinderlinse anzubringen hat, um eine gewünschte Verbreiterung des Spectrums zu erhalten.

Die Nothwendigkeit der Verbreiterung der Sternspectra beruht auf einer physiologisch begründeten Eigenthümlichkeit des Auges, dass dasselbe in einem sehr schmalen Lichtbande Einzelheiten nicht mehr erkennen kann, also in dem nahezu fadenförmigen Sternspectrum die objectiv vorhandenen Linien nicht mehr wahrnimmt. Da ein Sternspectrum auch an seiner schmalsten Stelle immer noch eine messbare Breite hat — Durchmesser des vom Objective erzeugten Lichtscheibchens —, so wird es durch Anwendung starker Vergrösserungen gelingen, das Spectrum zu einer für die Erkennung von Linien genügenden Breite auszudehnen; hierdurch würde aber wegen der Vergrösserung in Länge eine solche Lichtschwäche des Spectrums eintreten, dass nun durch diese die Beobachtung wieder vereitelt würde. Durch Benutzung der Cylinderlinse erhält man nur eine Vergrösserung der Breite, die Helligkeit des Spectrums wird also, abgesehen von dem neu eintretenden Lichtverluste durch Absorption und Reflexion, nur proportional der Vergrösserung der Cylinderlinse vermindert. Da eine sphärische Linse um denselben Betrag in Bezug auf die Länge vergrössert, ist die Lichtschwächung durch eine solche stets das Quadrat von derjenigen, welche durch die Cylinderlinse entsteht, falls man in beiden Fällen die gleiche Breite des Spectrums herstellt.

Der Zweck der Cylinderlinse besteht darin, eine Lichtlinie in ein mehr oder weniger schmales Lichtrechteck auszuziehen, und sie ermöglicht die Erfüllung dieser Forderung dadurch, dass sie sich in der einen Richtung wie eine planparallele Glasplatte verhält und in der dazu normalen wie eine sphärische Linse.

Denken wir uns durch die Mitte der Cylinderlinse zwei zu einander senkrechte Ebenen gelegt, die eine parallel zu der von geraden Linien begrenzten Fläche der cylindrischen Linse, die andere den mittleren Querschnitt im Sinne einer sphärischen Linse bildend. Die erste Ebene nennen wir die Hauptebene, die zweite die Nebenebene.

Ein beliebig auf die Cylinderlinse auffallender Lichtstrahl verhält sich nun in Bezug auf seine Neigung zur Nebenebene, wie ein auf eine planparallele Fläche auffallender Lichtstrahl, d. h. er geht, wenn man von dem Einflusse der Linsendicke absieht, in Bezug auf seine Neigung ungeändert durch. In Bezug auf seine Neigung zur Hauptebene verhält er sich indessen genau wie ein eine sphärische Linse treffender Lichtstrahl, d. h. alle Lichtstrahlen, welche dieselbe Neigung zur Hauptebene haben und in einer gemeinschaftlichen Ebene liegen, werden in einem Punkte vereinigt. Diese Lichstrahlen durchschneiden die Nebenebenen in verschiedenen Punkten, welche durch den Abstand der Eintrittspunkte von der Hauptebene bestimmt sind. Die aufeinander folgenden Durchschnittspunkte bilden also eine gerade Linie.

Denkt man sich nun einen Strahlenkegel in eine unendliche Zahl von auf die Spitze des Kegels gerichteten Strahlenflächen getheilt, in Ebenen liegend, die durch unendlich kleine Neigungswinkel getrennt sind, so schneiden alle die Nebenebenen in derselben Linie, welche als Nebenbrennlinie bezeichnet werden möge.

Fällt ein Bündel paralleler Strahlen normal zur Hauptebene ein, so werden alle in irgend einer zur Nebenebene parallelen Ebene liegenden Strahlen in einem in dieser Ebene liegenden Punkte vereinigt, welcher Punkt als Brennpunkt des sphärischen Durchschnitts dieser Ebene zu betrachten ist. Die Aufeinanderfolge aller solcher Punkte ist eine gerade Linie, welche wir die Hauptbrennlinie nennen wollen.

Strahlen, die in einer zur Hauptebene normalen, aber nicht zur Nebenebene parallelen Ebene einfallen, vereinigen sich in einem nicht mehr ganz genau in der Brennweitenentfernung gelegenen Punkte. Vernachlässigt man aber diese kleine Verlegung, die nur von der Ordnung ist, wie die bei gewöhnlichen Linsen entstehenden Aenderungen der Bildweite auf Nebenaxen, so sieht man ein, dass ein auf die Cylinderlinse auffallender Strahlenkegel eine in derselben Entfernung wie die Haupt-

brennlinie liegende Brennlinie erzeugen muss, welche bei convergentem Strahlenkegel kürzer, bei divergent auffallendem länger als die Hauptbrennlinie ist.

Die Benutzung der Cylinderlinse bei Sternspectroskopen besteht nun darin, einen Punkt des fadenförmigen Spectrums normal zur Richtung des Spectrums in eine Brennlinie auszuziehen, das ganze Spectrum also in ein Rechteck, dessen schmale Seite durch die Länge der Brennlinie gegeben ist. Wir wenden uns demnach zu der Aufgabe*), die Länge der Brennlinie zu bestimmen bei gegebenem Winkel des vom Objective kommenden Strahlenkegels, und zwar für eine positive Cylinderlinse.

Für die in der Nebenebene einfallenden Axenstrahlen gilt bei der Cylinderlinse dieselbe Formel wie bei der sphärischen Linse, nämlich $\frac{1}{a} + \frac{1}{\alpha} = \frac{1}{f}$, wo a und α die Abstände des Objectes (Lichtpunkt) und des Bildpunktes bedeuten und f die Brennweite ist. Für die ausserhalb der optischen Axe eintretenden Strahlen findet analoges Verhalten statt wie bei der sphärischen Linse.

Die Länge der Brennlinien wird nun bestimmt: 1) durch den Winkel des Strahlenkegels vom Objective; 2) durch den Winkel, welchen die äussersten Strahlen in Folge der Brechung durch die sphärische Krümmung der Linse am Vereinigungspunkte in der Nebenebene bilden: 3) durch den Abstand beider Winkelspitzen.

Bezeichnet man mit A den ersten, mit B den zweiten dieser Winkel, mit β die Länge der Nebenbrennlinie, mit β' die der Hauptbrennlinie, so hat man:

$$a \operatorname{tg} \frac{A}{2} = \alpha \operatorname{tg} \frac{B}{2}$$

oder

$$\operatorname{tg} \frac{B}{2} = \frac{a}{\alpha} \operatorname{tg} \frac{A}{2}\,.$$

Die äussersten Strahlen, welche durch B gehen, geben die Länge der Nebenbrennlinie, die äussersten durch A gehenden die Länge der Hauptbrennlinie; der Abstand beider ist $a + \alpha$, und hieraus folgt für die Länge der beiden Brennlinien:

$$\beta = 2(a + \alpha) \operatorname{tg} \frac{B}{2}$$

$$\beta' = 2(a + \alpha) \operatorname{tg} \frac{A}{2}\,.$$

---

*) Camphausen, Die cylindrische Linse im Spectroskope. Als Manuscript gedruckt.

Der bei den zusammengesetzten Sternspectroskopen vorkommende Fall ist der, dass die Cylinderlinse in einen convergenten Strahlenkegel eingeschaltet wird, und für diesen Fall gilt die folgende Betrachtung.

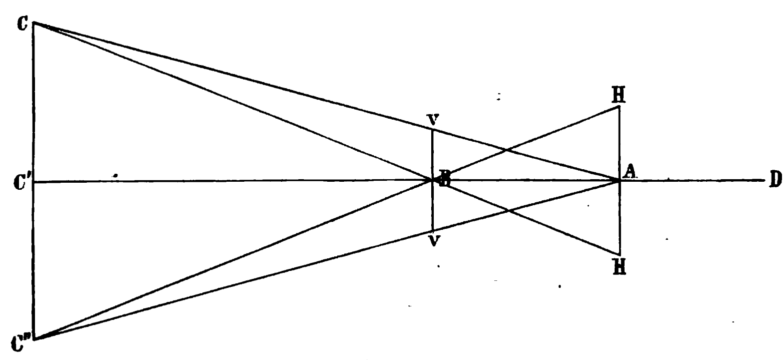


Fig. 4.

Die Cylinderlinse C, C', C'' befindet sich vor dem Brennpunkte A des Objectivs, der Winkel CAC'' ist also gleich A; $C'A$ ist gleich $-a$, $C'D$ sei gleich f und $C'B$ gleich α.

Nehmen wir nun $CC''D$ als die Nebenebene an, so schneiden sich die Strahlen in B in Folge der sphärischen Krümmung der Linse; betrachten wir dagegen $CC''D$ als Hauptebene, so schneiden sich die Strahlen in A in Folge der Krümmung des Objectivs.

Alle nicht in einer dieser beiden Ebenen liegenden Strahlen durchkreuzen sich über oder unter dem Punkte B und bilden die Hauptbrennlinie VV; die Nebenebene durchschneiden sie rechts und links von A und bilden so die Nebenbrennlinie HH.

Die Winkel A und B befinden sich nicht in derselben Ebene, sondern in zwei auf einander normalen Ebenen. Man braucht sich aber nur nach Bedürfniss die Figur einmal in der Bildebene vorzustellen und das andere Mal in einer hierzu um die Axe um 90° gedrehten Ebene.

Nach der obigen Formel ist nun

$$HH = \beta = 2(a + \alpha)\,\mathrm{tg}\frac{B}{2}$$

$$VV = \beta' = 2(a + \alpha)\,\mathrm{tg}\frac{A}{2}\,.$$

Setzt man mit Rücksicht auf die Kleinheit der Winkel $\mathrm{tg}\,B = 2\,\mathrm{tg}\frac{B}{2}$ und $\mathrm{tg}\,A = 2\,\mathrm{tg}\frac{A}{2}$, so folgt

$$HH = (a + \alpha) \operatorname{tg} B$$
$$VV = (a + \alpha) \operatorname{tg} A .$$

Hiernach hat man folgendes Formelsystem für die Cylinderlinse:

I. $$\frac{1}{a} + \frac{1}{\alpha} = \frac{1}{f} \text{ oder}$$

$$a = \frac{\alpha f}{\alpha - f}, \quad \alpha = \frac{af}{a - f},$$

II. $$\operatorname{tg} B = \frac{a}{\alpha} \operatorname{tg} A ,$$

III. $$\beta = (a + \alpha) \operatorname{tg} B ,$$

III_1. $$\beta' = (a + \alpha) \operatorname{tg} A .$$

Es ist bequem, statt des Winkels A die immer bekannte Oeffnung (r) und Brennweite (F) des Objectivs einzuführen, und man hat dann $\frac{r}{F} = 2 \operatorname{tg} \frac{A}{2}$, ferner ist $\frac{a}{\alpha}(a + \alpha) = \frac{a^2}{f}$, folglich kann man statt III. schreiben

IV. $$\beta = \frac{r}{F} \cdot \frac{a^2}{f} .$$

Verwendet man bei einem Spectroskope die Nebenbrennlinie, so folgt aus Gleichung IV, dass sich bei ein und derselben Linse die Längen der Brennlinien (also die Breite des Spectrums) verhalten wie die Quadrate der Abstände dieser Brennlinien von der Linse, oder wenn man Linsen mit verschiedener Brennweite verwendet, dass, um dieselbe Breite des Spectrums zu erhalten, sich die Brennweiten verhalten müssen wie die Quadrate der Abstände.

Ausser diesen einfachen Beziehungen spricht für die Verwendung der Nebenbrennlinie gegenüber der Hauptbrennlinie hauptsächlich der Umstand, dass die Brennweite des Objectivs nicht durch die Einschaltung der Linse geändert wird, und dass man also die Einstellung des Spectroskopes nicht zu ändern braucht, während sich die Hauptbrennlinie nicht in der Focalebene des Fernrohres befindet. Die Hauptbrennlinie gewährt dagegen ebenfalls einen, aber kleinen Vortheil, dass sie nämlich stets kürzer, also lichtstärker als die Nebenbrennlinie ist.

Wie nun auf Grund der bisherigen Auseinandersetzung sich im einzelnen Falle die beste Verwendung der Cylinderlinse gestaltet, wird später bei der genauen Besprechung der verschiedenen Sternspectroskope gezeigt werden.

Die vorige Betrachtung für die sogenannte negative Cylinderlinse,

Linse mit concaver Krümmung, anzuwenden, bietet keine Schwierigkeit. Es ist ohne Weiteres ersichtlich, dass die für die Nebenbrennlinie abgeleitete Formel direct für die negative Cylinderlinse gültig ist, dass also auch für diese eine reelle Nebenbrennlinie existirt, welche im Vereinigungspunkte des auf die Cylinderlinse auffallenden Strahlenbündels liegt. Sofern es sich nur um die Benutzung der Nebenbrennlinien handelt, ist es also völlig gleichgültig, ob man eine Cylinderlinse mit convexer oder concaver Krümmung verwendet.

4. Der Einfluss der Luftunruhe.

Die Veränderungen, denen das Bild eines Sternes in einem Fernrohre in Folge der Luftunruhe unterworfen ist, sind dreifacher Art, und sind verschieden, je nachdem das benutzte Fernrohr eine kleine oder eine grosse Oeffnung hat. Wir wollen zunächst die Erscheinungen der Luftunruhe und ihre Wirkungen auf spectroskopische Beobachtungen für kleine Oeffnungen besprechen.

Die sogenannte Luftunruhe kann nur dann entstehen, wenn auf dem Wege des Lichtstrahles sich Luftschichten verschiedener Temperatur befinden, die sich mit einander vermischen. Der stets vorhandene continuirliche Uebergang von der unteren wärmeren Luft zu den oberen kalten Regionen braucht eine merkliche Luftunruhe nicht zur Folge zu haben, so lange dieser Uebergang thatsächlich continuirlich und nicht plötzlich stattfindet. Dagegen tritt starke Luftunruhe stets dann ein, wenn Luftschichten stark verschiedener Temperatur sich berühren, wie dies z. B. der Fall ist, wenn bei niedriger Lufttemperatur in den oberen Regionen ein warmer Wind weht und umgekehrt, oder wenn von einer erhitzten Bodenfläche die erwärmte Luft aufsteigt.

Beim Vermischen von Luftschichten verschiedener Temperatur, also auch verschiedener Brechbarkeit, treten Schlierenbildungen auf in ähnlicher Weise, wie sich dies beim Vermischen zweier Flüssigkeiten von verschiedener Brechbarkeit zeigt. Die Oberflächen dieser Schlieren werden im Allgemeinen nicht sphärisch gekrümmt sein, vielmehr sehr verschiedene Krümmungsradien, positive und negative, aufweisen, die sehr rasch wechseln. Dagegen wird man kleinere Theile dieser Oberflächen stets als sphärisch gekrümmt betrachten können, und aus diesem Grunde ist es erforderlich, bei der Betrachtung des Phänomens der Luftunruhe zwischen Fernrohren mit kleiner und grosser Oeffnung zu unterscheiden. Als kleine Oeffnung nehmen wir eine solche an, für welche die entsprechende Oberfläche der Schlieren noch als sphärisch betrachtet werden kann. Bis wie weit eine solche Oeffnung zu nehmen ist, ohne

den Charakter als klein zu verlieren, kann natürlich nicht allgemein angegeben werden, da dies je nach der Ursache der Luftunruhe sehr verschieden sein wird.

Der mittlere Radius eines Elementes der Schlierenoberfläche, welcher gerade im Wege eines zum Fernrohre gehenden Lichtbündels liegt, wird im Allgemeinen nicht in die Richtung der Gesichtslinie fallen, sondern mit letzterer einen Winkel bilden, so dass die vorhandene Luftlinse in Bezug auf das Objectiv des Fernrohrs schief steht. Hieraus entsteht eine seitliche Ablenkung des Lichtstrahls, in Folge welcher das Bild eines Sternes nicht in der Gesichtslinie, sondern neben derselben erscheinen wird. Durch den fortwährenden Wechsel in der Lage der Linse vollführt also das Sternbild zitternde Bewegungen um seine mittlere Lage; es ist dies die eine, am deutlichsten bei starken Vergrösserungen wahrzunehmende Folge der Luftunruhe. Diese Störungen äussern sich bei Spectralbeobachtungen verschieden, je nachdem man ein zusammengesetztes Spectroskop hat oder nicht. Beim Objectivprisma und Ocularspectroskope wirkt das Hinundherschwanken im Sinne der Längenausdehnung des Spectrums ähnlich, wie die Verbreiterung eines Spaltes, die trennende Kraft wird geringer, und die Linien werden breiter und verwaschener. Die Bewegungen in der zur vorigen Richtung normalen Ebene werden durch die Anwendung einer Cylinderlinse zum grössten Theile unschädlich gemacht. Diese letztere Componente der Bewegung zeigt sich beim zusammengesetzten Spectroskope natürlich in derselben Weise, dagegen bewirkt die erstere nicht eine Verbreiterung der Linien, da hierfür die Weite des Spaltes massgebend ist, wohl aber bedingt sie eine fortwährende Aenderung der Gesammthelligkeit des Spectrums, die sich bei starkem Schwanken bis zum momentanen Erlöschen des Spectrums steigern kann, sobald nämlich das Sternbild bis über den Spalt hinaus geschleudert wird.

Diese Art der Schwankungen wirkt bei grosser Brennweite des Fernrohrs stärker als bei kleinerer, da der lineare Betrag der Verschiebungen in der Brennebene ein grösserer wird.

Die vor dem Objectiv befindliche Luftlinse bewirkt nun ferner eine Aenderung in der Brennweite des Fernrohrs, und zwar, je nachdem diese Linse wesentlich concav oder convex ist, eine Verlängerung oder Verkürzung. Nach den Untersuchungen Exner's*) ist es festgestellt, dass die Krümmungsradien dieser Schlieren zuweilen bis zu 2000 m herabgehen, und dass bei grösseren Fernrohren Brennweitenänderungen von

*) Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. Wien 1881. Bd. LXXXIV II. Abthlg.

mehreren Millimetern vorkommen können. Bei der astronomischen Beobachtung zeigt sich diese zweite Wirkung der Luftunruhe als ein wechselndes Aufblähen oder Wallen des Sternbildchens.

Bei einem Spectroskope ohne Spalt entsteht hierdurch eine stets wechselnde Undeutlichkeit des Spectrums, da die Spectrallinien in derselben Weise verbreitert werden, wie das Sternbildchen selbst. Es lässt sich leicht vorstellen, dass die Schwierigkeit der Messungen und Beobachtungen im Spectrum viel stärker vermehrt wird, als etwa bei einer Mikrometerbeobachtung an Sternen in der Brennebene des Fernrohrs. Bei einem Spectroskope mit Spalt bewirkt die Brennweitenänderung und die Verbreiterung des Sternbildes wesentlich nur eine Schwächung des Lichtes; bei weitem Spalte jedoch treten Erscheinungen ein, die identisch sind mit denjenigen, welche entstehen, wenn der Spalt des Spectroskopes sich überhaupt ausserhalb der Brennebene befindet; dieselben sollen später besprochen werden. Im Grossen und Ganzen kann man den Einfluss der bisher erwähnten beiden Störungen auf die Beobachtungen und Messungen als von derselben Ordnung betrachten, wie auf Messung im Fernrohr überhaupt, d. h. diese Störungen können unter Umständen so stark auftreten, dass sie allein jegliche Spectralbeobachtung vereiteln.

Nun kommt noch die dritte Wirkung der Luftunruhe hinzu, die bei directen Messungen in der Brennebene des Fernrohres fast gar nichts schadet, bei Spectralbeobachtungen aber der gefährlichste Factor ist. Es ist dies eine Folge des bei der Scintillation stattfindenden Farbenwechsels der Sterne.

Dieser Farbenwechsel besteht in einem je nach dem Luftzustande und je nach der Höhe des Sterns verschieden rasch aufeinander folgenden Aufblitzen des Sterns in den Spectralfarben, und zwar in der richtigen Reihenfolge derselben, wobei zuweilen das Licht zwischen zwei Farben völlig erlischt. Hierdurch erscheinen die verschiedenen Farben des Spectrums hintereinander in rasch wechselnder Helligkeit, was im Spectroskope als eine ständige Wellenbewegung oder flatternde Bewegung des Spectrums erscheint; diese Bewegung, obgleich sie durchaus nicht mit einem wirklichen Schwanken des Spectrums identisch ist, belästigt das Auge im höchsten Grade und macht bei einigermassen starkem Auftreten ein Beobachten der Sternspectra ganz unmöglich. Die Spectralbeobachtung der Sterne ist in Folge dessen weit mehr von der Güte des Luftzustandes abhängig, als andere astronomische Beobachtungen.

Das Spectrum ist überhaupt nie gänzlich frei von solchen Wallungen, und es gelingt selbst einem sonst tüchtigen Beobachter selten, gleich das erste Mal Einzelheiten in einem Sternspectrum zu erkennen, es

gehört gerade hierzu eine bedeutende Uebung. Es möge schon hier darauf hingewiesen werden, dass die photographische Aufnahme von Sternspectren sehr viel günstiger in dieser Beziehung gestellt ist, als die Ocularbeobachtung, da sowohl die beständigen Gesammthelligkeitsänderungen der Spectra unwirksam werden, als auch ganz besonders die zuletzt erwähnten Wellenbewegungen.

Secchi hat bei dieser Wellenbewegung des Spectrums in der Nähe des Horizontes eine gewisse Regelmässigkeit gefunden, indem bei verticaler Stellung des Spectrums und bei untergehendem Stern die Wellen nach dem Violett hinlaufen, bei aufgehendem Stern aber nach dem Roth hin. Steht das Spectrum horizontal, so laufen die Wellen in der Diagonale des Spectrums. Die Erklärung dieser Regelmässigkeit liegt in dem Umstande, dass die Atmosphäre selbst schon als Prisma dispergirend wirkt, so dass in der Nähe des Horizontes jeder Stern als kleines Spectrum erscheint, dessen Violett nach unten gerichtet ist. Dieses Spectrum combinirt sich mit dem durch das Spectroskop erzeugten und ist an und für sich in Folge der Scintillation fortwährenden Aenderungen in der Helligkeit der Farben unterworfen.

Näheres hierüber findet man bei Exner, sowie in verschiedenen Abhandlungen Montigny's.

Für ein Fernrohr mit grosser Oeffnung gelten nun die vorigen Betrachtungen ebenfalls; nur muss man sich vorstellen, dass die Störungen gleichzeitig für verschiedene Theile des Objectivs verschieden sind.

Es kann also gleichzeitig von einem Theile des Objectivs das Sternbild nach links verschoben sein, von einem andern nach rechts; für einen Theil wird die Brennweite verlängert, für den anderen verkürzt. Die Folge hiervon ist, dass bei einem grossen Objective das Sternbildchen starken Deformationen unterworfen ist, und dass dementsprechend, wie bei directen astronomischen Beobachtungen, der Einfluss unruhiger Luft auf Spectralbeobachtungen stärker wird, je grösser die Oeffnung des Fernrohres ist.

Es muss noch bemerkt werden, dass die hier gegebene Darstellung der Ursache der Luftunruhe nur eine schematische ist. Man wird niemals eine einzige Luftlinse im Gange der Strahlen haben, sondern gleichzeitig eine ganze Anzahl, deren Gesammtwirkung aber annäherungsweise repräsentirt werden kann durch eine einzige Luftlinse, deren Krümmungsradius aus den Krümmungsradien aller einzelnen Luftlinsen resultirt.

Capitel II.

Die in der Astronomie verwendeten Spectralapparate.

1. Das Objectivprisma.

Das Objectivprisma ist die älteste Form des Sternspectroskopes, da es bereits im Jahre 1823 von Fraunhofer zur Beobachtung von Sternspectren verwendet wurde.

Wie in der Einleitung schon angedeutet, ist das Objectivprisma gleichzeitig auch die einfachste Form des Spectroskopes, da es genau einem Spectralapparate ohne Collimatorlinse entspricht, bei welchem sich der Spalt in so weiter Entfernung befindet, dass die von ihm ausgehenden Strahlen als parallele betrachtet werden können.

Beim Objectivprisma dient der unendlich weit entfernte Stern als Spalt, resp. als ein Punkt des Spaltes; die von demselben ausgesandten parallelen Lichtstrahlen fallen auf ein Prisma und werden nach den Verlassen desselben durch das Fernrohr betrachtet. Bleiben wir zunächst in der durch den Stern senkrecht zur brechenden Kante des Prismas gelegten Ebene, so ist der Vorgang aus der Figur 5 ersichtlich, wenn wir der Einfachheit halber annehmen, das Licht des Sternes bestehe aus zwei verschiedenen Strahlengattungen, etwa Roth und Violett. Die durchgezogenen Strahlen mögen den rothen, die punktirten den blauen entsprechen.

Das Prisma *P* befinde sich in solcher Stellung vor dem Objective *O*, dass die Strahlen mittlerer Wellenlänge so abgelenkt werden, dass sie parallel zur optischen Axe des Fernrohrs einfallen. Ferner nehmen wir zunächst noch an, dass das Objectiv ein absolut achromatisches sei.

Das vom Stern kommende homocentrische




Fig. 5.

Strahlenbündel der rothen Strahlen wird vom Prisma um einen gewissen Winkel abgelenkt, der etwas kleiner ist, als der Winkel zwischen der Richtung nach dem Stern und der optischen Axe des Fernrohrs. Durch die Objectivlinse wird das Bündel in einem Punkte *R* vereinigt, der ausserhalb der optischen Axe liegt und sich in der Brennebene befindet. Dasselbe findet für das violette Strahlenbündel statt, nur wird dasselbe um einen grösseren Winkel abgelenkt und liegt deshalb auf der andern Seite der optischen Axe.

Jedes andere Strahlenbündel erzeugt auf dieselbe Weise ein Bild des Spaltpunktes, des Sternes, und die Aufeinanderfolge aller Bilder bildet das Spectrum.

Berücksichtigt man nun den Umstand der fehlerhaften Achromasie des Objectives, so werden die Bilder der verschiedenen Strahlenarten im Sinne der Brennweite von einander abweichen, und man erhält schliesslich ein Spectrum, welches auf einer sehr complicirt gestalteten Fläche liegt, deren Form ohne Kenntniss der Objectivconstruction nicht im Voraus anzugeben ist, und die diejenigen Erscheinungen im Gefolge hat, welche bereits pag. 4 besprochen sind.

Die Dispersion des Objectivprismas hängt ab vom brechenden Winkel und dem Brechungscoëfficienten. Da man solche Prismen mit Vortheil nur bei grösseren Instrumenten verwenden wird, also bei Fernrohren mit grosser Brennweite, so kann die Dispersion verhältnissmässig sehr gering genommen werden, selbst dann, wenn eine recht beträchtliche lineare Ausdehnung des Spectrums im Brennpunkte verlangt wird. Zur Wahl eines kleinen brechenden Winkels bei möglichst stark dispergirendem Mittel ist man schon deshalb gezwungen, weil die starke Ablenkung, die, was hier von Wichtigkeit ist, schon vor dem Objectiv stattfindet, bei grösseren Instrumenten bedeutende Unzuträglichkeiten mit sich führt.

Will man die Lichtstärke eines vorhandenen Fernrohrs bei Benutzung eines Objectivprismas vollständig ausnutzen, so muss das Prisma die volle Oeffnung des Objectivs besitzen, und dieser Umstand ist eine der Hauptursachen, weshalb die Objectivprismen so wenig zur Verwendung kommen. Es ist bekanntlich schwieriger, eine ebene Glasfläche herzustellen, als eine sphärische von derselben Grösse; deshalb stellt sich der Preis eines solchen Objectivprismas meistens höher als der einer nicht achromatischen Linse von denselben Dimensionen, und aus demselben Grunde ist es sehr schwierig, überhaupt ein grösseres Objectivprisma mit tadellosen Flächen zu erhalten.

Beim Objectivprisma liegen nun nach dem Vorigen die Verhältnisse so, dass ein Spectrum von sehr schwacher Dispersion unter einer ver-

hältnissmässig sehr starken Vergrösserung erscheint, da die geringste Vergrösserung, welche bei einem grösseren Fernrohre in Frage tritt, sehr viel stärker ist, als sie sonst bei Spectralapparaten vorkommt. Die trennende Kraft eines Objectivprismas kann daher, obgleich die lineare Ausdehnung des Spectrums eine beträchtliche ist, nur dann eine starke sein, wenn die Spaltöffnung, hier also das Brennpunktsbild des Fernrohres, sehr klein ist. Wir wollen an einem Beispiele etwas näher auf diese Verhältnisse eingehen.

Die Berechnung der linearen Ausdehnung eines durch Objectivprisma erhaltenen Spectrums ist sehr einfach, und wollen wir dieselbe ausführen für ein Prisma aus gewöhnlichem Flintglase mit 12° brechendem Winkel bei einem Fernrohre von 3 m Brennweite. Für ein derartiges Prisma, dessen Brechungscoëfficienten für die Strahlen C und G

$$n_c = 1.6297\ , \quad n_g = 1.6603$$

sein mögen, beträgt, das Prisma im Minimum der Ablenkung gedacht, diese letztere selbst 19° 48′ und die Dispersion zwischen C und G 22.′2. Nun entspricht bei 3 m Brennweite 1 Bogenminute 0.87 mm, mithin hat das Spectrum in der Brennebene eine Länge von 19.3 mm. Bei Betrachtung mit einem nur zehnmal vergrössernden Oculare erreicht dann das Spectrum schon eine scheinbare Länge von 19.3 Centimetern.

Die trennende Kraft des Spectroskopes würde man finden können, wenn der Durchmesser des Brennpunktsbildes eines Sternes bekannt wäre. Nehmen wir an, das Objectiv habe eine Oeffnung von 25 Centimetern, so liegt der Durchmesser des Sternbildchens bei tadelloser Ausführung des Objectivs noch etwas unter 1″. Dies wäre also $\frac{1}{1332}$ der Gesammtdispersion von C bis G oder im Mittel 0.17 $\mu\mu$ oder $\frac{1}{3}$ der Distanz der D-Linien.

Diese Berechnung der trennenden Kraft eines Objectivprismas wird nun niemals mit der Wirklichkeit übereinstimmen, da die Voraussetzung eines Durchmessers für das Brennpunktsbild von nur 1″ nur sehr selten erfüllt sein wird. Abgesehen davon, dass bei helleren Sternen die Helligkeit des ersten Interferenzringes stark genug sein kann, um den Durchmesser des Sternbildchens merklich zu vergrössern, wirkt die Luftunruhe, wie wir in vorigem Abschnitte gesehen haben, ebenfalls auf eine Verbreiterung der Linien hin, und in unseren Breiten wird man nur höchst selten eine so gute Luft finden, dass die Verbreiterungen des Sternbildes unmerklich werden. Die Annahme von 1″ Durchmesser für das Brennpunktsbild setzt überhaupt schon ein sehr gutes Objectivprisma voraus, wenn durch dasselbe nicht eine wesentliche Verschlechterung des Bildes eintreten soll.

Das durch das Objectivprisma erzeugte Spectrum ist, abgesehen von dem Einflusse der fehlerhaften Achromasie des Objectivs, als von einem Punkte eines Spaltes herrührend fadenförmig und muss daher durch Anwendung der Cylinderlinse verbreitert werden, und zwar könnte dies auf zweierlei Weise bewirkt werden. Man könnte die Cylinderlinse zwischen Objectiv und Brennpunkt so einschalten, dass die Nebenebene der Cylinderlinse parallel zum Spectrum liegt, also normal zur brechenden Kante des Prismas. In diesem Falle erhielte man ein je nach dem Abstande der Linse vom Brennpunkte des Objectivs in seiner Breite variirendes Bild des Spectrums, ohne dass die Brennweite des Objectivs geändert würde. Dieses verbreiterte Bild würde ohne Weiteres durch die gewöhnlichen Oculare des Fernrohrs betrachtet werden können. Diese sonst recht bequeme und praktische Anordnung ist indessen aus einem Grunde zu verwerfen, der für die zusammengesetzten Spectroskope, bei welchen man die Cylinderlinse in dieser Weise verwendet, ohne Bedeutung ist. Etwaige Fehler und Ungenauigkeiten im Schliffe der Cylinderlinse, sowie die stets wie bei sphärischen Linsen auftretende Aberration für die Strahlen, welche nicht genau die Mitte der Linse passiren, theilen sich dem Brennpunktsbilde mit und werden dann durch das Ocular vergrössert, es tritt also eine ganz unnöthige Verschlechterung des Spectrums ein. Dies wird vollständig vermieden, wenn man die Cylinderlinse erst nach der Vergrösserung anwendet, sie also zwischen Ocular und Auge anbringt. Hierbei muss zur Verbreiterung des Spectrums die Nebenbrennlinie verwendet werden, man muss also die Hauptaxe der Linse parallel der Längsausdehnung des Spectrums legen. Die Cylinderlinse wird in diesem Falle dicht auf das Ocular aufgesetzt.

Es tritt nun eine Frage von grosser Wichtigkeit auf, die für alle Sternspectroskope gilt: wie stark man die Verbreiterung eines Spectrums mit Hülfe der Cylinderlinse wählen soll.

Die Antwort auf diese Frage ist eigentlich direct gegeben durch die einfache Thatsache, dass die Helligkeit des Spectrums umgekehrt proportional der Verbreiterung ist.

Da bei Sternspectren niemals Ueberfluss an Licht herrscht, sondern stets Mangel, so folgt, dass man die Verbreiterung des Spectrums stets möglichst gering nehmen sollte, eine Regel, gegen welche viele Beobachter verstossen.

Unter welchem kleinsten Winkel die Breite eines Spectrums erscheinen muss, um Linien deutlich erkennen zu lassen, hängt nicht nur von der Natur des Spectrums ab, sondern auch vom Beobachter, indem

der eine schon Linien in einem Spectrum sehen kann bei einer Breite, bei welcher ein anderer noch keine Einzelheiten erkennt; doch kommt es auch hierbei sehr auf Uebung an, und man soll sich bestreben, möglichst schmale Spectra zu benutzen. Es ist nach dem Gesagten unumgänglich nöthig, für jedes Spectroskop mehrere Cylinderlinsen von verschiedener Brennweite zu besitzen, wobei auch eine sehr schwache sein möge (bei zusammengesetzten Spectroskopen kann man sich, wie wir später sehen werden, auch auf andere Weise helfen), um dieselben je nach der Helligkeit und Feinheit der zu beobachtenden Objecte zu verwenden.

Wie bei allen Prismen, so ist es auch bei Objectivprismen von Wichtigkeit, die Strahlen im Minimum der Ablenkung dieselben passiren zu lassen; sobald das Prisma eine etwas stärkere Dispersion gibt, ist es sogar wünschenswerth, für die einzelnen Farben des Spectrums das Minimum der Ablenkung herstellen zu können, und deshalb muss die Befestigung des Prismas vor dem Objective eine derartige sein, dass sie eine Drehung des Prismas um die brechende Kante erlaubt. Die grosse Unbequemlichkeit, welche die Verwendung des Objectivprismas bedingt, ist, wie schon angedeutet, durch den Umstand verursacht, dass die Brechung des Lichtes v o r dem Objective stattfindet, dass also das Fernrohr die Richtung der gebrochenen Strahlen hat und nicht auf das eingestellte Object zeigt.

Bei kleinem brechenden Winkel ist die Ablenkung nur wenig kleiner als das Doppelte des brechenden Winkels, also auch dann schon recht beträchtlich. So beträgt für das als Beispiel gewählte Prisma von 12° brechendem Winkel die Ablenkung im Minimum 19° 48′, um welchen Betrag demnach das Fernrohr von der Richtung nach dem Stern abweichen muss.

Zur Verringerung der hieraus entstehenden Unbequemlichkeit ist es selbstverständlich erforderlich, die brechende Kante des Prismas entweder genau parallel zur täglichen Bewegung oder genau normal hierzu zu stellen, um die Abweichung nur für e i n e der Hauptcoordinaten des parallaktisch montirten Instrumentes in Rechnung bringen zu müssen, und hierbei lehrt die Praxis sehr bald, dass es am vortheilhaftesten ist, die Kante parallel zur täglichen Bewegung zu stellen, sodass die Ablenkung nur im Sinne der Declination wirkt. Ist das Instrument mit Kreisen versehen, so ist es am einfachsten, diese Ablenkung direct bei der Einstellung am Declinationskreise anzubringen, nur bei hellen Sternen dürfte die Anbringung eines um den Ablenkungswinkel verstellten Suchers genügen.

Je stärker die Ablenkung des Prismas ist, um so grösser werden die damit verbundenen Unbequemlichkeiten, durch aussergewöhnliche Lagen des Instrumentes und aussergewöhnliche Spaltstellung der Kuppel, und es ist also aus rein praktischen Gründen hierfür eine Grenze gezogen.

Es liegt der Gedanke nahe, wegen dieser Uebelstände Objectivprismen mit gerader Durchsicht zu verwenden, und es sind auch Versuche hiermit gemacht worden. Die grossen Nachtheile dieser Construction sind aber leicht zu ersehen. Um eine einigermassen entsprechende Dispersion zu erlangen, müsste der brechende Winkel beträchtlich grösser werden, als bei einfachem Prisma. Bei grosser Oeffnung des Fernrohres werden aber dadurch Glasblöcke nöthig, deren Herstellungs- und Bearbeitungskosten das Vielfache derjenigen des einfachen Prismas erreichen, und die ausserdem ein solches Gewicht repräsentiren, dass ihre Anbringung am Objectivende für viele Instrumente unmöglich wird oder wenigstens sehr schädliche Durchbiegung bedingt. Man wird deshalb von der Herstellung geradsichtiger Objectivprismen für grössere Instrumente ohne Weiteres absehen müssen.

Den bisher geschilderten Uebelständen der Objectivprismen, zu denen noch der Umstand kommt, dass die durch sie erzeugten Spectra weit mehr vom Luftzustande abhängen, als die bei anderen Spectralapparaten erhaltenen, stehen nun einige Vortheile gegenüber, die merkwürdiger Weise bis jetzt noch niemals ausgenutzt worden sind, das sind: Lichtstärke und Möglichkeit exacter Messungen.

Dass ein Objectivprisma von der vollen Oeffnung des Fernrohres eine grössere Lichtstärke gewährt, als ein anderer Spectralapparat mit gleicher Dispersion an demselben Fernrohre, ist leicht zu zeigen. Bei dem geringen brechenden Winkel dieser Prismen ist die Neigung der ein- und austretenden Strahlen auf die Prismenflächen nur gering und damit der Lichtverlust durch Reflexion kleiner, als bei gewöhnlichen Prismen oder solchen mit gerader Durchsicht. Auch der Lichtverlust durch Absorption ist geringer als z. B. bei Prismen mit gerader Durchsicht, und jedenfalls bedeutend kleiner, als bei zusammengesetzten Spectroskopen.

Nun hat man bis in die neueste Zeit niemals Objectivprismen hergestellt, die eine grössere Oeffnung besassen als 6 Zoll, und solche Prismen mit Vorliebe auf 10- bis 12zöllige Refractoren gesetzt. Hiermit hat man sich des Vortheils der grösseren Lichtstärke vollständig begeben, denn es ist ohne Zweifel besser, ein Ocularspectroskop mit voller Oeffnung des Fernrohres zu benutzen, als ein Objectivprisma mit der halben Oeffnung.

Eine solche Benutzung des Objectivprismas ist unter allen Umständen zu verwerfen, und deshalb habe ich es für überflüssig gehalten, bei Erwähnung der durch die Ablenkung verursachten Unbequemlichkeiten das von Secchi benutzte achromatische Prisma zu besprechen, welches, neben dem Hauptprisma angebracht und mit derselben Ablenkung versehen, neben dem Spectrum ein richtiges Bild des Sternes erzeugt, da diese Einrichtung kleinere Dimensionen des Objectivprismas gegenüber dem Objective erfordert.

Abgesehen von dem Lichtverluste bei Verwendung eines Objectivprismas von geringerem Durchmesser leidet auch die Güte der Bilder unter Umständen recht beträchtlich. Da das mittlere Drittel nur einen geringen Bruchtheil des Gesammtlichtes des Objectivs liefert, so wirft man häufig bei der Construction grosser Objective die unvermeidlichen Fehler wesentlich auf diesen mittleren Theil. Will man nun zu irgend einem Zwecke ein solches Objectiv abblenden, so darf man keine Randblenden verwenden, sondern Centralblenden, falls man möglichst gute Bilder erhalten will. Bei Benutzung eines kleineren Objectivprismas findet Randblendung statt, und nur der mittlere, schlechtere Theil des Objectivs gelangt zur Verwendung.

Die Möglichkeit, gute Messungen von den durch Objectivprismen erzeugten Spectren zu erlangen, ist bisher niemals praktisch verwerthet worden, wenn man von einer etwas rohen Methode absieht, die Secchi vorgeschlagen und benutzt hat. Derselbe stellt die brechende Kante normal zur täglichen Bewegung, so dass das Spectrum letzterer parallel st. Ohne Anwendung eines Uhrwerks wird nun das Spectrum in Folge der täglichen Bewegung durch das Gesichtsfeld geführt, und man kann dann die Durchgänge der einzelnen Linien durch einen Faden beobachten.

Es liegt nun sehr nahe, solche Spectra vermittels eines Fadenmikrometers direct auszumessen, genau so, wie man Sterndistanzen mit einem solchen misst, doch ist, wie gesagt, dies bis jetzt niemals in Anwendung gekommen. Man könnte allerdings nur kleinere Theile auf einmal messen, da in Folge der mangelhaften Achromasie des Objectivs die einzelnen Theile des Spectrums nicht gleichzeitig in der Fadenebene liegen, man würde also nur Differentialmessungen gegen Hauptlinien ausführen können, doch würden dieselben jedenfalls eine sehr grosse Genauigkeit ergeben.

In jüngster Zeit ist von Pickering eine sehr vielversprechende Anwendung des Objectivprismas gemacht worden, nämlich durch die photographische Aufnahme der Sternspectra behufs einer spectroskopischen Durchmusterung. Da es sich bei einer solchen nur um das Erkennen der

Spectraltypen handelt, so kann die Dispersion recht klein genommen werden, womit eine sehr grosse Lichtstärke erreicht wird. Das grosse Gesichtsfeld gewährt hierbei den ausserordentlich wichtigen Vortheil, gleichzeitig Hunderte von Sternspectren auf die Platte aufzunehmen, deren Identificirung nachher keine Schwierigkeit bietet, da sie die vollständige Constellation der betreffenden Himmelsgegend wiedergeben.

Bei jedem anderen Spectroskope kann nur ein Sternspectrum auf einmal betrachtet oder photographirt werden; die grosse Zeitersparniss in der Anwendung des Objectivprismas liegt also klar auf der Hand. Nach dem Rande des Gesichtsfeldes zu werden allerdings die Spectra undeutlicher wegen der Abweichung der Brennfläche des Fernrohres von der Ebene der photographischen Platte, auch ist für solche Spectra das Minimum der Ablenkung nicht genau vorhanden, es schadet dies aber für den vorliegenden Zweck durchaus nicht. Zur Verbreiterung der fadenförmigen Spectra kann in diesem Falle keine Cylinderlinse verwendet werden. Man erreicht die erforderliche Breite dadurch, dass man die brechende Kante parallel der täglichen Bewegung stellt und das Uhrwerk des Instrumentes etwas vorgehen lässt.

Die Einstellung des Spectralapparates mit Objectivprisma ist folgendermassen auszuführen. Durch das Vorsetzen eines Prismas vor das Objectiv wird die Brennweite des letzteren theoretisch nicht geändert. In der Praxis ist dies jedoch häufig der Fall, wenn nämlich die Flächen des Prismas nicht vollständig eben geschliffen sind. Das Ocular stellt man nun scharf auf das Spectrum, resp. denjenigen Theil desselben ein, welchen man beobachten will, was man daran erkennt, dass diese Stelle in dem Spectrum scharf eingeschnürt erscheint. Bringt man nun eine Cylinderlinse so vor das Ocular, dass die Hauptaxe derselben parallel zum Spectrum liegt, so erscheint nunmehr das Spectrum verbreitert und völlig scharf, ohne dass eine neue Einstellung des Oculars nöthig wäre, falls die Cylinderlinse tadellos geschliffen ist. Sobald dieselbe auch in der Richtung der Hauptaxe eine Krümmung besitzt, ist natürlich eine neue Einstellung des Oculars erforderlich.

Von einigen bisher benutzten Objectivprismen mögen die folgenden erwähnt werden.

Die ersten Untersuchungen Fraunhofer's über die Spectra der Sterne wurden von demselben mit einem Objectivprisma mit grossem brechenden Winkel (60°) in Verbindung mit einem Theodoliten von nahe 3 cm Oeffnung angestellt. Später benutzte er ein Fernrohr von 10 cm Oeffnung mit einem entsprechend grossen Prisma mit einem brechenden Winkel von 37° 40′.

Das berühmte Merz'sche Objectivprisma, mit welchem Secchi einen grossen Theil seiner Sternspectraluntersuchungen angestellt hat, hatte 16 cm Oeffnung bei einem brechenden Winkel von 12°. Dasselbe war bestimmt für ein Cauchoix'sches Fernrohr von derselben Oeffnung und soll nach Secchi sehr schöne Spectra gegeben haben. Secchi hat dasselbe auch vielfach in Verbindung mit dem grossen Refractor des Collegio Romano benutzt, wozu er ihm die in allen Lehrbüchern der Spectralanalyse etc. beschriebene und gezeichnete Fassung gegeben hatte. Die *D*-Linie erschien bei dieser Verbindung getrennt, doch beklagt sich Secchi selbst über die Lichtschwäche der Spectra.

Ein ähnliches Merz'sches Objectivprisma von 15 cm Oeffnung ist im Besitze des Potsdamer Observatoriums, seine Leistungen sind jedoch wenig befriedigend.

Die umfangreichste Anwendung des Objectivprismas wird, wie schon erwähnt, von Pickering*) in Cambridge U. S. gemacht.

Derselbe bedient sich mehrerer Objectivprismen von 11 Zoll engl. Oeffnung und 15° brechendem Winkel, die zunächst für einen elfzölligen Refractor bestimmt sind. Um stärkere Dispersionen anzuwenden, setzt Pickering einfach mehrere dieser Prismen auf einmal vor das Objectiv, ein Verfahren, welches jedenfalls nicht zu empfehlen ist, da es ganz ausserordentlich gut gearbeitete Flächen voraussetzt und ein sehr starker Lichtverlust durch Reflexion stattfindet. Auch ist das Gewicht der vier Prismen, welches nach Pickering's Angabe über 100 Pfund beträgt, eine Belastung, die für einen elfzölligen Refractor zu stark sein dürfte.

2. Die Ocularspectroskope.

Die Ocularspectroskope sind in ihrer Anwendung jedenfalls die bequemsten Sternspectroskope, welche man construirt hat. Sie besitzen grosse Lichtstärke — sie bilden in dieser Hinsicht etwa das Mittel zwischen Objectivprisma und dem zusammengesetzten Spectroskope — und geben auch besonders bei schwächeren Dispersionen recht scharfe Spectra, nur sind sie für feinere Messungen im Allgemeinen nicht geeignet. Aus dem Grunde gibt man ihnen selten grosse Dispersion und benutzt sie vorwiegend nur, um den allgemeinen Charakter der Spectra zu erkennen. Man verwendet für sie ausschliesslich Prismensysteme mit gerader Durchsicht und zwar aus folgenden Gründen.

Eine Lichtablenkung würde bei den kleinen Dimensionen dieser

*) Henry Draper Memorial. Cambridge 1887, 88, 89.



Instrumente sehr unbequem werden, es würde bei dem complicirten Apparate für Feinbewegungen und Ablesungen der Kreise, welche sich am Ocularende der grossen Refractoren befinden, häufig überhaupt unmöglich sein, seitlich in das Ocular hineinzusehen.

Wie wir bei den allgemeinen Betrachtungen über Prismen schon darauf hingewiesen haben, ist ein homocentrisches Strahlenbündel, welches auf ein gewöhnliches Prisma auffällt, im Allgemeinen nach dem Durchgange durch das Prisma nicht mehr homocentrisch, d. h. eine in das Strahlenbündel eingeschaltete Linse gibt als Bild nicht mehr einen Punkt, sondern eine Fläche.

Nur im Falle, dass die homocentrischen Strahlen gleichzeitig parallel sind, sind sie nach dem Durchgange noch immer homocentrisch. Ist das Strahlenbündel nur sehr schwach divergirend oder convergirend und befindet sich gleichzeitig das Prisma im Minimum der Ablenkung, so kann praktisch für alle Fälle noch das Strahlenbündel als homocentrisch betrachtet werden.

Beim Ocularspectroskope ist nun die Bedingung, dass das auf das Prisma fallende Strahlenbündel wenigstens sehr nahe parallel sei, durchaus nicht erfüllt; vielmehr hat man es hier häufig mit sehr stark convergenten oder divergenten Strahlenbündeln zu thun, die im Verhältniss zum Prisma nicht als unendlich dünn betrachtet werden können. In diesem Falle gewährt nun ein Prismensystem mit gerader Durchsicht grosse Vortheile, denn es verhält sich für diejenigen Strahlen, für welche die Ablenkung Null ist, ähnlich einem planparallelen Glase, und für die benachbarten Strahlen ist die Abweichung hiervon nur gering, sodass die von der Abweichung vom Parallelismus herrührenden Fehler nur etwa von der Ordnung sind, wie die aus der Vernachlässigung der Linsendicke bei einfachen Linsen entspringenden, d. h. *selbst ein verhältnissmässig stark convergentes oder divergentes Strahlenbündel ist nach dem Durchgange durch ein Prismensystem mit gerader Durchsicht praktisch noch immer als homocentrisch zu betrachten.* Man erhält also mit einem solchen stets gute Spaltbilder resp. scharfe Linien im Spectrum.

Diese soeben angedeuteten Vortheile in Verbindung mit der Bequemlichkeit sind die Ursache der ausschliesslichen Verwendung der geradsichtigen Prismensysteme zu den Ocularspectroskopen.

Es gibt mehrere Constructionen von Ocularspectroskopen, und wir wollen die verschiedenen dabei obwaltenden Principien auseinandersetzen.

Ein wohl von *Secchi* zuerst construirtes und von demselben »einfaches Sternspectroskop« genanntes Ocularspectroskop hat die in

Fig. 6 schematisch dargestellte Einrichtung. Das geradsichtige Prismensystem *P* wird zwischen Objectiv *O* und Brennpunkt *F* nahe dem letzteren in den Strahlenkegel eingeschoben. Nach dem Durchgange treffen die Strahlen eine Cylinderlinse *Cy*, welche so steht, dass das Spectrum durch die Nebenbrennlinie verbreitert wird. Dieses verbreiterte Spectrum wird durch ein gewöhnliches Ocular *Oc* betrachtet.

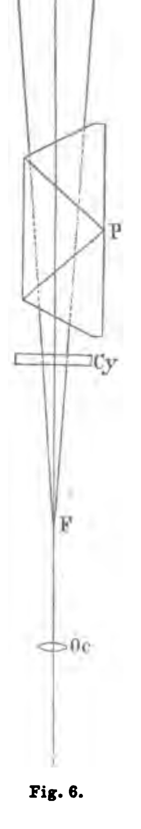


Fig. 6.

Durch die Einschaltung eines Prismensystems wird die Brennweite des Objectivs verändert, und zwar wird sie vergrössert, da dasselbe ähnlich einer planparallelen sehr dicken Platte wirkt. In das austretende Strahlenbündel, vor dessen Vereinigung, wird die Cylinderlinse eingeschaltet. Um die Brennweite nicht noch weiter zu verändern, benutzt man die Nebenbrennlinie der Cylinderlinse, man erhält also in dem durch die Einschaltung des Prismensystems veränderten Focus ein um die Länge der Nebenbrennlinie verbreitertes Spectrum, welches nun durch ein Ocular betrachtet wird. Bereits Lamont hatte dieses Sternspectroskop construirt, ohne gute Bilder mit demselben zu erhalten, weil er anstatt des geradsichtigen Prismensystems ein gewöhnliches Prisma verwendet hatte, dessen Benutzung, wie wir oben gesehen haben, bei convergenten Strahlen nicht vortheilhaft ist. Secchi lobt die Spectra, welche er mit dem beschriebenen Ocularspectroskope erhalten hat, sehr, indessen ist einzusehen, dass diese Construction gegenüber später zu besprechenden Nachtheile besitzt.

In Folge des Durchganges des vom Objective kommenden Strahlenbündels sowohl durch das Prismensystem, als auch durch die Cylinderlinse, wird das sonst gute Brennpunktsbild des Sternes verschlechtert, weil beide optische Theile mit Unvollkommenheiten des Schliffes oder der Glasmasse behaftet sind.

Dieses Bild wird durch eine Lupe betrachtet, wobei also alle Fehler mit vergrössert werden. Secchi hat dies wohl bemerkt, und schlägt deshalb vor, anstatt des sphärischen Oculars ein cylindrisches zu benutzen, wodurch also eine Vergrösserung in Bezug auf die Länge des Spectrums nicht hervorgerufen wird; hiermit begibt man sich aber entschieden theilweise des Vortheils, den das Sehen durch eine Lupe gewährt.

Sehr viel vortheilhafter ist eine zuerst von L. Camphausen für Sternspectroskope angewandte Construction, die auch schon von

J. Browning für ein kleines Handspectroskop benutzt wurde, das später von H. C. Vogel verbessert und auch für Messung mittlerer Genauigkeit eingerichtet worden ist. Diese Construction besteht darin, dass hinter den Brennpunkt des Objectivs eine sphärische Linse kurzer Brennweite eingeschaltet wird, und zwar so, dass der Brennpunkt des Objectivs innerhalb der Brennweite der sphärischen Linse liegt. Die letztere erzeugt also vom Brennpunkte ein virtuelles Bild in der deutlichen Sehweite, welches durch ein nun folgendes Prismensystem mit gerader Durchsicht in ein Spectrum ausgezogen und durch eine Cylinderlinse verbreitert wird. Ein weiteres Ocular fällt also fort.

Bei dieser Einrichtung fallen die Strahlen divergent auf die Cylinderlinse und in Folge der Einschaltung des Prismensystems treten besondere Aenderungen im Gange der Lichtstrahlen ein.

Praktisch sind die entstehenden Aenderungen ohne Einfluss auf die Leichtigkeit der scharfen Einstellung dieser Spectroskope. Das Auge befindet sich in der deutlichen Sehweite, zunächst ohne Cylinderlinse, wenn das fadenförmige Spectrum möglichst eng und scharf erscheint. Schaltet man nun die Cylinderlinse so ein, dass die Hauptaxe parallel zum Spectrum steht, so verhält sich dieselbe in Bezug auf die Längsrichtung des Spectrums genau wie ein planparalleles Glas, d. h. die deutliche Sehweite in Bezug auf Objecte, die in dieser Richtung scharf erscheinen sollen, also auf Linien im Spectrum, wird durch Einschaltung der Cylinderlinse nicht geändert. Man sieht demnach von dem ursprünglichen Orte der deutlichen Sehweite aus das scharfe aber nunmehr durch die Cylinderlinse verbreiterte Spectrum. Hieraus folgt ohne Weiteres, dass man ohne Aenderung dieses Ortes Cylinderlinsen von beliebiger Brennweite einschalten kann, um verschieden breite Spectra zu erhalten. Wollte man die Hauptbrennlinie benutzen, so müsste man für jede Cylinderlinse besonders den Ort der deutlichen Sehweite suchen.

Bei dieser Einrichtung des Spectroskopes tritt also der Satz auf: Die Einstellung mit Rücksicht auf die Nebenbrennlinie wird bedingt durch die Brennweite der vor dem Prismensystem befindlichen sphärischen Linse, rücksichtlich der Hauptbrennlinie durch die Brennweite der Cylinderlinse.

Wir wollen nun, den Entwickelungen Camphausen's folgend, den Gang der Lichtstrahlen bei diesem Spectroskope etwas ausführlicher auseinandersetzen.

Wir hatten als Länge der Nebenbrennlinie (als Breite des Spectrums) gefunden*):

---

*) pag. 22.



III) $\beta = (a + \alpha)\,\mathrm{tg}\,B$ (s. die Bezeichnung daselbst),

wo II) $\mathrm{tg}\,B = \frac{a}{\alpha}\,\mathrm{tg}\,A$ ist.

Bezeichnen wir nun den Winkel A, der gebildet wird durch die äussersten Strahlen des vom Objectiv aus kommenden Strahlenkegels, mit A_0 und verstehen wir nunmehr unter A den Winkel, welchen die äussersten Strahlen des auf die Cylinderlinse von der sphärischen Linse her auffallenden Kegels bilden — hier divergent —, bezeichnen wir ferner den Abstand des Scheitelpunktes A_0 von der sphärischen Linse mit a_0 und die Brennweite der letzeren mit f_0, so ist $\alpha_0 = \frac{a_0 f_0}{a_0 - f_0}$ und $\frac{a_0}{\alpha_0}\,\mathrm{tg}\,A_0 = \mathrm{tg}\,A$.

Der Abstand des Scheitelpunktes von A von der Cylinderlinse, den wir a nennen, setzt sich aber zusammen aus α_0, aus der Länge des Prismensystems von der sphärischen Linse bis zur Cylinderlinse und aus der Einwirkung der letzteren auf den Gang der Strahlen. Es handelt sich nun darum, diesen Einfluss genauer festzustellen.

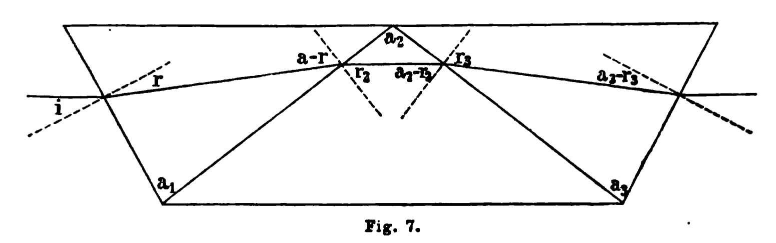


Fig. 7.

Wir setzen ein geradsichtiges Prismensystem von drei Prismen voraus (Fig. 7), bei welchem das erste und dritte Prisma (Crownglas) den Brechungscoëfficienten n haben, das mittlere Flintglasprisma den Brechungsindex n' hat. Die brechenden Winkel mögen sein $a_1\ a_2\ a_3$, der erste Eintrittswinkel des Axenstrahles sei i, der letzte Austrittswinkel i'. Die Winkel im Innern der Prismen sollen sein r, $a - r$; r_2, $a_2 - r_2$ und r_3, $a_3 - r_3$.

Es ist alsdann $n \sin r = \sin i$; $\sin r_2 = \frac{n}{n'} \sin(a - r)$; $\sin \frac{r}{3} = \frac{n'}{n} \sin(a_2 - r_2)$; $n \sin(a_3 - r_3) = \sin i'$. Nun ist $dr = -d(a - r)$, und es ist unsere Aufgabe, dr und n aus den Differentialgleichungen zu eliminiren.

Da $dr = \frac{\cos i}{n \cos r} di$; $dr_2 = -\frac{n}{n'} \cdot \frac{\cos(a-r)}{\cos r_2} dr = -\frac{\cos(a-r)\cos i}{n' \cos r \cos r_2} di$,

so folgt $\frac{di'}{di} = -\frac{\cos(a - r)\cos(a_2 - r_2)\cos(a_3 - r_3)}{\cos r \cos r_2 \cos r_3} \cdot \cos i$.

Nun ist wegen des symmetrischen und parallelen Durchganges durch das mittlere Prisma

$\cos r = \cos(a_3 - r_3)$; $\cos r_3 = \cos(a - r)$ und $\cos r_2 = \cos(a_2 - r_2)$.

Wegen der geraden Durchsicht muss sein $i = i'$, also $\frac{di'}{di} = -1$, $di' = -di$.

Der zweite Differentialquotient hat für Δi und $-\Delta i$ denselben Werth und dasselbe Vorzeichen, aus der Differenz verschwindet derselbe also.

Man findet die Differenz zweier Austrittswinkel i' und i_1' aus den Gleichungen

$$i' = i + \frac{di'}{di}\Delta i + \frac{1}{2}\frac{d^2 i'}{di^2}\Delta i^2,$$

$$i_1' = i - \frac{di'}{di}\Delta i + \frac{1}{2}\frac{d^2 i'}{di^2}\Delta i^2,$$

nämlich:

$$i' - i_1' = 2\frac{di'}{di}\Delta i = 2\Delta i.$$

Hieraus folgt also, dass der Winkel an dem Ausgangspunkte der äussersten Strahlen eines zu den Prismenkanten normalen Strahlenfächers durch die Brechung in einem Prismensatze für gerade Durchsicht nicht geändert wird, wenn man den dritten Differentialquotienten vernachlässigt. Es entspricht dies der schon früher angedeuteten Eigenschaft der geradsichtigen Prismensysteme, dass sie sich in gewissen Beziehungen wie planparallele Gläser verhalten. Es entsteht aber eine Verschiebung des Scheitelpunktes des Strahlenfächers, deren Betrag oben in Rechnung zu ziehen war. Die ungefähre Grösse dieser Verschiebung erhellt aus folgender Betrachtung.

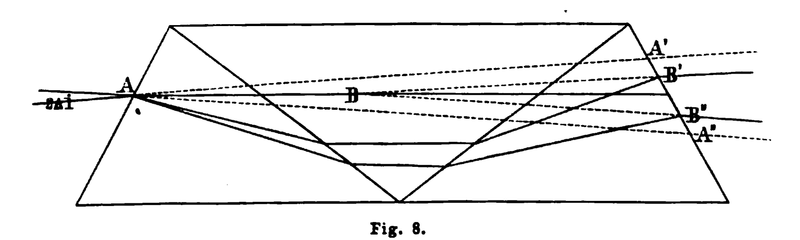


Fig. 8.

Wir nehmen an, die Spitze des Strahlenfächers liege in A auf der ersten Fläche des Systems (Fig. 8), dann sind AA' und AA'' die un-

gebrochen hindurchgehend gedachten Strahlen. Der Weg der ausgezogenen Strahlen sei der wirkliche, sie treten bei B' und B'' parallel AA' und AA'' aus. Dann muss, da der Punkt A scheinbar in das Innere der Prismen gerückt wird, etwa nach B hin, die Linie $B'B''$ kürzer sein als $A'A''$.

In dem Dreieck $AA'A''$ liegt der Seite $A'A''$ der Winkel $2\Delta i$ gegenüber oder der Winkel $i + \Delta i - (i - \Delta i)$. Diese Differenz ist grösser als der durch die Brechung im ersten Prisma entstehende Winkel $\frac{\sin(i + \Delta i)}{n} - \frac{\sin(i - \Delta i)}{n}$, es steht also in dem ersten Prisma bei gleicher Länge dem Winkel an der Spitze eine kürzere Seite gegenüber als bei dem nicht gebrochenen Strahle; in dem zweiten Flintglasprisma wird dieser Unterschied noch grösser, weil $\frac{n}{n'} < 1$ ist; erst im letzten Prisma wird die Anfangsgrösse wieder erreicht, sodass, da die Länge des Weges der gebrochenen Strahlen nur wenig grösser ist, die Verbindungslinie ihrer Austrittspunkte $B'B''$ kleiner sein muss als die der ungebrochenen $A'A''$.

Es handelt sich nun noch darum, die Entfernung AB aus den gegebenen Dimensionen der Prismen und dem Winkel $2\Delta i$ zu bestimmen.

Die Länge des Prismensystems, von dem Eintrittspunkte der Strahlen an gerechnet sei L, und wir wollen nun die Seiten der Dreiecke berechnen, welche durch einen durchgehenden Strahl aus den Prismen abgeschnitten werden.

Das Dreieck im Flintglasprisma ist gleichschenklig, seine Seitenlänge sei c. Die übrigen Dreiecksseiten bezeichnen wir der Reihe nach mit ι, $\varkappa$, λ, μ.

Dann ist für den ersten Strahl:

$$c - \frac{\iota \cos r}{\cos(a - r)} = \varkappa\,; \quad c - \frac{\varkappa \cos r_2}{\cos(a_2 - r_2)} = \lambda\,, \quad \lambda \frac{\cos r_3}{\cos(a_3 - r_3)} = \mu\,;$$

für den zweiten Strahl ist

$$c - \frac{\iota' \cos r'}{\cos(a - r')} = \varkappa'\,; \quad c - \frac{\varkappa' \cos r_2'}{\cos(a_2 - r_2')} = \lambda'\,; \quad \lambda' \frac{\cos r_3'}{\cos(a_3 - r_3')} = \mu'\,.$$

Bezeichnen wir noch mit $m' - m$ die Strecke $A'A''$, so wird nunmehr $\frac{\mu' - \mu}{m' - m} \cdot L$ die Grösse, um welche der Punkt B von der letzten Seite des Prismensystems entfernt ist, bezeichnen wir diese mit l, so ist $L - l$ die gesuchte Annäherung des scheinbaren Ausgangspunktes der Strahlen an das Auge.

Es ist leicht zu sehen, dass die Entfernung des Ausgangspunktes der Strahlen von der ersten Prismenfläche keinen Einfluss auf die eingetretene Verschiebung dieses Punktes ausübt, weil der Parallelismus der Strahlen stets bestehen bleibt. Wird der Ausgangswinkel geändert, so findet dies gleichmässig für die ungebrochenen und für die rückwärts verlängerten gebrochenen Strahlen statt, es bleibt also auch in diesem Falle $L - l$ dieselbe Grösse, und man kann also sagen, dass für ein bestimmtes Prismensystem die Verschiebung des scheinbaren Ausgangspunktes der Strahlen eine Constante ist.

Wir hatten diese Folgerung aus dem Wege eines divergent in die Prismen eintretenden Strahlenbündels erhalten; es ist indessen aus der Figur sofort ersichtlich, dass Alles auch gilt, wenn man die linke Seite der Figur mit der rechten vertauscht, d. h. wenn ein Strahlenbündel convergent einfällt. Nur bezieht sich dann L auf die gebrochenen und l auf die ungebrochenen Strahlen und die Grösse $L - l$ wechselt nur ihr Vorzeichen.

Um nun für die in Frage stehende Ocularspectroskop-Construction den Gang der Lichtstrahlen weiter zu verfolgen, haben wir nur für die Grösse a zu setzen: $\Delta - (L - l) + \alpha_0$, wo α_0 mit umgekehrtem Vorzeichen zu nehmen ist (wegen der Divergenz der Strahlen). Diesen Werth von a kann man nun ohne Weiteres in die für die Breite des Spectrums geltenden Formeln einsetzen.

Zur praktischen Benutzung der gewonnenen Relationen wollen wir das von Camphausen gewählte Beispiel wiedergeben, welches sich auf die nach der Angabe von H. C. Vogel von Heustreu construirten Ocularspectroskope bezieht. Wir behalten dieses Beispiel aus dem Grunde bei, weil viele dieser Spectroskope in Benutzung sind.

Die brechenden Winkel sind:

für das erste Crownglasprisma $a = 95°$
» » Flintglasprisma $a_2 = 110°$
» » zweite Crownglasprisma $a_3 = 95°$.

Die Schenkellänge c des mittleren Prismas beträgt 16 mm. Die Brechungscoëfficienten für mittlere Strahlen seien beim Crownglase

$$n = 1.5260\ ; \quad \lg n = 0.183555\ ;$$

beim Flintglase ist er unbekannt, kann aber ermittelt werden, da für den Axenstrahl $i = 40°$ und $r_2 = 55°$ bekannt sind. Es ist nämlich

$$\frac{\sin i}{n} = \sin r\,, \quad \frac{\sin r_2}{\sin(a - r)} = \frac{n'}{n}\,,$$

also

$$\lg \frac{n'}{n} = 0.059863 \ ,$$

oder

$$\lg n' = 0.243418 \ .$$

Es sei nun $\varDelta i = 1^\circ$, also $i + \varDelta i = 41^\circ$, $i - \varDelta i = 39^\circ$, $2\varDelta i = 2^\circ$.

Hiernach hat man:

i =	41°	0′	0″.0	i_1 =	39°	0′	0″.0
r =	25	27	45.0	r' =	24	21	20.2
$a - r$ =	69	32	15.0	$a - r'$ =	70	38	39.8
r_2 =	54	42	45.3	r_2' =	55	17	6.7
$a_2 - r_2$ =	55	17	14.7	$a_2 - r_2'$ =	54	42	53.3
r_3 =	70	38	56.2	r_3' =	69	32	30.0
$a_3 - r_3$ =	24	21	3.8	$a_3 - r_3'$ =	25	27	30.0
i' =	38	59	30.8	i_1' =	40	59	32.9

Hieraus ist zunächst zu sehen, dass der Fehler, den man durch Gleichsetzung von $i_1' - i'$ mit $2\varDelta i$ begeht, nur 2″ beträgt, also vollständig zu vernachlässigen ist.

Nimmt man noch $\iota = 4$ mm an, so wird

$$\varkappa = 5.6695 \qquad \varkappa' = 5.0052$$
$$\lambda = 10.2487 \qquad \lambda' = 11.0655$$
$$\mu = 3.7276 \qquad \mu' = 4.2836$$
$$\mu' - \mu = 0.5560 \ .$$

Die Länge L des Prismensatzes wird gefunden aus

$$L = 2 \times 16 \cos 35^\circ + 2 \times 4 \cos 50^\circ = 31.3552,$$
$$m' - m = 1.4292$$

und

$$\frac{\mu' - \mu}{m' - m} \cdot L = 10.1981 \ ,$$

also

$$L - l = 19.1571 \text{ Mill.}$$

Wir nehmen nun weiter als

Brennweite der sphärischen Linse des Spectroskopes $f_0 =$ 30 mm
Brennweite der Cylinderlinse . . . . $f =$ 150 mm ,
die Entfernung beider . . . . $\varDelta =$ 65 mm .

Ferner setzen wir voraus, es sei für die Hauptbrennlinie der Abstand der sphärischen Linse vom Brennpunkte des Objectivs zu 20 mm $= a_0$ gefunden, und der Oeffnungswinkel des Objectivs betrage 4° 14′, so findet man $\beta' = 6.3$.

Würde man die Rechnung ohne Berücksichtigung von $L - l$ durch-

geführt haben, so hätte man den völlig andern Werth $\beta' = 15.4$ erhalten.

Wir hatten schon früher bemerkt, dass feinere Messungen mit Ocularspectroskopen nicht gemacht werden könnten, wohl aber genäherte. Man muss dann die Vorsicht gebrauchen, die brechende Kante des Prismas parallel der täglichen Bewegung zu stellen, damit die Messungen im Sinne der Declination ausgeführt werden, weil sonst alle Unregelmässigkeiten im Uhrgange des Fernrohrs sich den Messungen mittheilen würden. Die genauere Einrichtung eines für Messungen geeigneten Ocularspectroskopes werden wir besser bei Gelegenheit der zusammengesetzten Spectroskope kennen lernen.

Nur ganz unwesentlich verschieden von der eben besprochenen Construction ist eine solche, bei welcher die Cylinderlinse vor dem Prismensysteme liegt, während alles Uebrige bestehen bleibt. Bei dieser Anordnung ist also die Reihenfolge: Brennpunkt, sphärische Linse, Cylinderlinse, Prismensystem.

Wir können im Hinblick auf die vorhergehenden ausführlichen Entwickelungen uns hier bedeutend kürzer fassen, ohne zu Missverständnissen Veranlassung zu geben. Die sphärische Linse ist so eingestellt, dass sie ein virtuelles Bild des Brennpunktes in der deutlichen Sehweite giebt. Durch die nun folgende Cylinderlinse wird bei Benutzung der Nebenbrennlinie in der Einstellung der sphärischen Linse nichts geändert, nur erscheint nunmehr das Sternbild in eine helle Linie ausgezogen. Das jetzt folgende Prismensystem, welches mit der brechenden Kante parallel zum scheinbaren Spalt gestellt wird, also parallel zur Hauptebene der Cylinderlinse, lässt alsdann den Spalt in das Spectrum ausgezogen erscheinen. Ein Einfluss des Prismensystems auf den scheinbaren Ausgangspunkt der Strahlen findet natürlich in analoger Weise wie bei der vorigen Construction statt. Es ist nicht zu entscheiden, welcher dieser beiden Constructionen der Vorzug zu geben ist, sie scheinen in Bezug auf die Güte der Bilder völlig gleich zu sein.

Es ist nun sowohl bei dieser als auch bei der vorhin beschriebenen Construction der Ocularspectroskope eine Vereinfachung möglich, welche den Gebrauch derselben ausserordentlich bequem macht und überhaupt erst dem Ocularspectroskope die hohe Bedeutung gibt, welche es mit Recht einnimmt. Man kann nämlich anstatt der hinter den Brennpunkt gesetzten sphärischen Linse einfach das Ocular des Fernrohres selbst benutzen und das System von Prismen und Cylinderlinse in eine kleine Hülse gefasst, einfach auf das Ocular aufsetzen.

Es lässt sich leicht für jedes Ocular eine Hülse verfertigen, welche

bequem aufgesetzt und abgenommen werden kann, und welche Cylinderlinse und Prismensystem enthält. Die Dimensionen können sehr klein genommen werden, da die Breite des aus dem Ocular austretenden Lichtbündels eine geringe ist, nämlich niemals grösser als die Pupillenöffnung des menschlichen Auges bei schwachen Lichteindrücken, also höchstens etwa 8 Millimeter. Bei derartig kleinen Prismensystemen ist die nöthige Veränderung der Ocularstellung sehr gering, sie ist fast ganz unmerklich, sobald das aus dem Oculare austretende Strahlenbündel nur schwach divergirt, wie dies stets bei guten Ocularen der Fall ist.

Dieser Umstand, verbunden mit der Leichtigkeit, die Hülse mit Prismen und Cylinderlinse sofort abnehmen oder aufsetzen zu können, gewährt den ausserordentlichen Vortheil, zu untersuchende schwächere Sterne ohne Weiteres in die Mitte des Gesichtsfeldes bringen und sie dann nach der Aufsetzung der Hülse spectroskopisch untersuchen zu können, wodurch Schwierigkeiten in der Identificirung der Sterne oder Verwechselungen möglichst ausgeschlossen werden. Diese Einrichtung eignet sich demnach vorzüglich zu spectroskopischen Durchmusterungen und ist z. B. bei der Potsdamer spectroskopischen Durchmusterung allein in Anwendung gekommen.

Hat man mehrere Hülsen mit verschieden stark dispergirenden Systemen zur Verfügung, so verursacht es keine nennenswerthe Mühe, für jeden einzelnen Fall die beste Dispersion herauszusuchen.

Diese Form der Ocularspectroskope ist zuerst von Zöllner ausgeführt worden.

3. Die Spectrometer.

Das Spectrometer, die vollkommenste Form des Spectroskopes, ist, wie der Name andeutet, das eigentliche Messinstrument der Spectralanalyse. Für spectralanalytische Untersuchungen an Gestirnen ist es in seiner ursprünglichen Form, horizontale Montirung, nicht geeignet; die speciell zu diesem Zwecke construirten Spectrometer sind die zusammengesetzten Sternspectroskope, welche im nächsten Capitel besprochen werden sollen.

Nur bei Untersuchungen an der Sonne ist das Spectrometer brauchbar und findet hier seine Hauptverwendung, ausserdem wird es in physikalischen und chemischen Laboratorien benutzt.

Das Spectrometer ist sowohl für die Anwendung von Gittern als auch für alle Arten von Prismen geeignet, nur sind bei Beobachtungen an der Sonne ebenso wie bei allen Sternspectroskopen die Flüssigkeitsprismen

auszuschliessen, da selbst der geringe Betrag der Sonnenstrahlung, welcher durch den Spalt durchgelassen wird, genügt, in den Prismen Schlieren ungleich dichter Flüssigkeit zu erzeugen.

Die Einrichtung der Spectrometer ist die folgende.

Als Lichtquelle fungirt ein feiner Spalt, der sich im Brennpunkte einer Collimatorlinse befindet, so dass die Lichtstrahlen aus letzterer parallel austreten. Sie fallen alsdann auf das Prisma oder Gitter und erfahren in Folge dessen sowohl eine Dispersion als eine Ablenkung. Das Prisma oder Gitter befindet sich auf einem drehbaren Tischchen, dessen Axe senkrecht zur Collimationslinie des Spaltrohres liegt. Centrisch zu dieser Axe ist das Beobachtungsfernrohr, dem man dieselben Dimensionen gibt wie dem Collimator, ebenfalls drehbar angebracht; die Winkelbewegung desselben ist mit Hülfe eines getheilten Kreises zu messen.

Es ist wesentlich, dass das Collimatorrohr — während einer Messung — eine unveränderliche Lage zum Drehungsmittelpunkte des Spectrometers einnimmt. Erforderlich ist ferner, dass die Drehung des Tischchens völlig unabhängig von derjenigen des Beobachtungsfernrohrs auszuführen ist, und weiter, dass die erstere vom Beobachter ausgeführt werden kann, während derselbe in das Beobachtungsfernrohr hineinsieht. Bei jedem besseren Spectrometer muss auch die Möglichkeit gegeben sein, den Spalt um 90° drehen zu können; im Uebrigen gelten für die Construction und die Messung dieselben Regeln wie für alle anderen astronomischen Messinstrumente, insbesondere für ein Azimuthalinstrument.

Wir wollen nun zunächst zu den Messungsmethoden mit Hülfe eines Prismas übergehen.

Um den Spalt genau in den Brennpunkt der Collimatorlinse zu bringen, stellt man zuerst das Beobachtungsfernrohr auf ∞ ein, indem man es entweder auf einen Stern oder ein sehr entferntes irdisches Object richtet, wobei ersteres stets vorzuziehen ist. Man sieht nun mit diesem auf ∞ eingestellten Fernrohr in das Collimatorrohr, und verschiebt den Spalt so lange, bis derselbe scharf erscheint, alsdann ist die geforderte Bedingung erfüllt, und die Strahlen treten parallel aus dem Collimatorrohre aus. Bei den neueren guten Spectrometern ist von vornherein das Collimatorrohr normal zur Drehungsaxe des Spectrometers gestellt; ist dies nicht genau der Fall, so muss die normale Richtung zuerst mit Hülfe eines spiegelnden Glases und eines Gaussschen Oculars, welches zu dem Zwecke an Stelle des Spaltes befestigt wird, hergestellt werden. Man stellt den Spalt horizontal, richtet das Beobachtungsfernrohr auf das Collimatorrohr und corrigirt an dem

ersteren so lange, bis der Horizontalfaden des Fadenkreuzes mit dem Spalte zusammenfällt. Es steht alsdann auch das Beobachtungsfernrohr normal zur Drehungsaxe. Um nun den Collimator genau in die Richtung der auf den Spalt fallenden Lichtstrahlen (Sonnenstrahlen) zu bringen, verfährt man folgendermassen.

Man öffnet entweder den Spalt etwas weit oder zieht die Hülse, an welcher der Spalt angebracht ist, heraus, alsdann wird durch die vom Heliostaten kommenden Strahlen ein unscharfes Bild der Oeffnung auf der Collimatorlinse erzeugt; durch Neigen und Seitwärtsdrehen des ganzen Spectrometers bringt man nun dieses Bild in die Mitte der Collimatorlinse und damit die Collimatorlinie in die Richtung der Strahlen. Ein noch etwas schärferes Verfahren besteht darin, den Spalt durch ein kleines centrisches Diaphragma zu ersetzen, dessen Bild auf der Collimatorlinse centrirt wird.

Nach Ausführung dieser Justirung handelt es sich nun noch darum, das Prisma so zu stellen, dass dessen beide brechenden Flächen normal zur Ebene von Collimator und Beobachtungsfernrohr stehen.

Zu diesem Zwecke ist bei jedem Spectrometer die Neigung des Tischchens zur Drehungsaxe justirbar. Man stellt den Spalt horizontal und beobachtet das von den Prismenflächen reflectirte Bild desselben. In ganz entsprechender Weise wie beim Nivelliren eines Theodoliten wird durch fortgesetztes Justiren der Stellschrauben am Tischchen bewirkt, dass die Spiegelbilder des Spaltes von den Flächen des Prismas bei verschiedenen Stellungen des letzteren genau mit dem Horizontalfaden im Beobachtungsfernrohre zusammenfallen.

Ist dieses erreicht, so ist der Spalt wieder vertical zu stellen, um nun das Instrument zum Messen benutzen zu können.

Die Messungen mit dem Spectrometer beruhen nun darauf, die Ablenkungswinkel der einzelnen Linien für das jedesmalige Minimum der Ablenkung festzustellen, indem man während des Durchsehens durch das Fernrohr das Tischchen mit dem Prisma hin- und herbewegt und das Fadenkreuz auf den Umkehrpunkt der betreffenden Linie einstellt. Für rohere Messungen würde es alsdann genügen, den Nullpunkt des Kreises dadurch zu bestimmen, dass man das Fadenkreuz nach Entfernung des Prismas auf den Spalt selbst einstellt. Die Differenz der Ablesungen gibt dann den Betrag der Ablenkung. Bei irgend feineren Messungen genügt diese Methode aber durchaus nicht, vielmehr muss man dann die Ablenkung auf beiden Seiten messen, also den doppelten Betrag derselben bestimmen, wobei die Bestimmung des Nullpunktes selbst unnöthig wird. Ist der Kreis so angebracht, dass man bei

directer Einstellung auf den Spalt ungefähr 0° abliest, und bezeichnet man mit α und α' die beiden Einstellungen auf den verschiedenen Seiten des Spectrometers, wobei die Theilung des Kreises von α nach α' wachsen möge, so findet man die gesuchte Ablenkung einer Linie aus

$$a = 180^\circ - \frac{\alpha' - \alpha}{2}.$$

Bekanntlich ist bei allen durch Glasprismen erzeugten Spectren der weniger brechbare Theil weit mehr zusammengedrängt als der brechbarere. Einer bestimmten kleinen Differenz der Ablenkungswinkel entspricht also im rothen Theile des Spectrums ein bedeutend grösserer Wellenlängenunterschied als am violetten Ende. Man erhält demnach, wenn man für eine Anzahl von Fraunhofer'schen Linien die Minima ihrer Ablenkungen bei einem Prisma gemessen hat, die Lage der Linien in einem für jedes Prisma individuellen Massstabe, so dass nur Vergleichungen von Messungen bei ein und demselben Prisma möglich sind, aber keine directen Vergleichungen mit den Wellenlängen. Um die Ablenkungswinkel in Wellenlängen umzuwandeln, könnte man eine der verschiedenen Dispersionsformeln benutzen, welche den Zusammenhang zwischen Ablenkungswinkel und Brechungscoëfficient geben. Alle diese Formeln haben aber praktisch nur wenig Werth, da sie nichts weiter als Interpolationsformeln sind, bei denen die Genauigkeit, welche man bei ihrer Benutzung erhält, abhängt von der Anzahl der Constanten. Bei genaueren Messungen, die über das ganze Spectrum ausgedehnt sind, müsste man eine so grosse Anzahl von Constanten mitnehmen, dass die Umrechnung in Wellenlängen äusserst langwierig würde. Es empfiehlt sich daher, die Reduction von Ablenkungswinkeln in Wellenlängen graphisch auszuführen oder nur für kleinere Strecken Interpolationsformeln anzuwenden.

Sowohl bei der Anwendung von Dispersionsformeln als auch bei der graphischen Methode müssen bei einer Anzahl von Linien die Wellenlängen als bekannt vorausgesetzt werden, und es richtet sich nach der Genauigkeit der Messungen, in welchem Intervall die »Normallinien« anzunehmen sind. Eine allgemeine Regel lässt sich hierüber nicht angeben, doch kann ich nach meinen Erfahrungen mittheilen, dass die Intervalle zwischen den Normallinien 2 $\mu\mu$ nicht übersteigen dürfen, falls bei den zu interpolirenden Linien die zweite Decimale der $\mu\mu$ in der Reduction sicher gestellt werden soll.

Es bezieht sich diese Angabe, wie man Messungen bei Prismen auf Wellenlängen zurückführen kann, nicht nur auf die Winkelmessungen, welche man im Spectrometer erhält, sondern auf alle Arten der Messung,

die bei Verwendung von Prismen erhalten werden, gleichgültig, ob sie durch Winkel oder Schraubenumdrehungen ausgedrückt werden. Für in derartigen Rechnungen weniger Geübte dürfte die Angabe eines Beispiels von Nutzen sein.

Müller und Kempf*) haben in dem sichtbaren Theile des Sonnenspectrums von W.L. 389 bis 540 $\mu\mu$ die Wellenlängen von 300 Linien neu bestimmt, und zwar nach einer Methode, welche, wie wir gleich sehen werden, absolute Wellenlängenbestimmungen erlaubt. Es galt nun, die schon früher von Vogel gemessenen übrigen Linien des Sonnenspectrums auf diese Normallinien zu reduciren, und dies wurde dadurch bewerkstelligt, dass für kleinere Strecken, im Durchschnitt von etwa 7 $\mu\mu$ Ausdehnung, aus einer Reihe von Normallinien eine Interpolationsformel berechnet wurde.

So sind z. B. in dem Intervall von W.L. 533 bis 537 $\mu\mu$ die folgenden Normallinien gemessen:

Schraubenablesung r	Wellenlänge	Beob. — Rechnung
42.531	532.851	0
42.769	533.316	+ 3
43.194	534.136	— 8
43.429	534.616	+ 8
43.812	535.371	— 2
44.278	536.315	— 6
44.495	536.779	+ 8
44.689	537.174	— 3

Bezeichnet man mit d die Distanz einer Linie von der als Ausgangspunkt angenommenen ersten Linie in Schraubenumdrehungen, so resultirt, nach der Methode der kleinsten Quadrate gerechnet, folgende Formel für die Interpolation beliebiger Linien innerhalb des obigen Intervalls:

$$\lambda = 532.851\,\mu\mu + 1.93615\,d + 0.015817\,d^2 + 0.007389\,d^3\,.$$

Reducirt man mit dieser Formel die Normallinien selbst von den Schraubenablesungen auf Wellenlängen, so geben die oben beigefügten übrig bleibenden Fehler ein Mass für die Genauigkeit, welche bei dieser Interpolation erhalten werden kann.

Bei allen feineren Messungen mit Hülfe von Prismen, besonders aber unter Anwendung eines Spectrometers, darf der Einfluss von Temperaturänderungen auf die Prismen nicht ohne Berücksichtigung bleiben.

*) Neuberechnung der 2614 in Publ. 3 des Astroph. Obs. bestimmten Wellenlängen. — Publ. d. Astroph. Obs. z. Potsdam. Bd. V, Anh. II.

Dieser Einfluss äussert sich allein durch Dichtigkeitsänderungen des Prismenmediums, eine Aenderung des brechenden Winkels tritt wenigstens bei homogenen Gläsern nicht ein. Die umfangreichsten Untersuchungen über den Temperatureinfluss bei Prismen sind von G. Müller*) angestellt worden.

Nach denselben kann man annehmen, dass beim Glase bei zunehmender Temperatur eine Vergrösserung der Brechungsexponenten stattfindet, die im Allgemeinen um so erheblicher ist, je stärker die betreffende Substanz das Licht bricht. Sie ist daher bei Crownglas am geringsten, und es scheint so, als ob bei diesem Glase für die weniger brechbaren Strahlen sogar ein Uebergang von der Zunahme zur Abnahme stattfände.

Bei allen Glassorten findet mit wachsender Temperatur ferner eine Zunahme der Dispersion statt, wobei angenähert die Aenderung der zerstreuenden Kraft der Grösse der Zerstreuung selbst proportional angenommen werden kann. Die Abhängigkeit der einzelnen Temperaturcoëfficienten von der Wellenlänge kann ausgedrückt werden durch die Formel:

$$\text{Coëfficient} = a + b\,\frac{1}{\lambda^2}\,.$$

Beim Kalkspath ist für den ordentlichen Strahl eine Zunahme der Brechungsexponenten bei wachsender Temperatur constatirt, dagegen ist die Zunnahme der Dispersion kaum merklich.

Beim Bergkrystall tritt mit steigender Temperatur eine Verkleinerung der Brechungsexponenten ein; eine Aenderung der Dispersion konnte nicht mit Sicherheit wahrgenommen werden.

Die folgenden Zahlen mögen ein Bild von der Grösse des Temperatureinflusses bei Glasprismen geben.

Für ein Prisma aus sehr schwerem Flint von 60° brechendem Winkel wurden die folgenden Brechungscoëfficienten nebst ihren Temperaturcoëfficienten gefunden:

Fraunh. Linie	n
B	$1.643776 + 0.00000474\,t$
C	$1.645745 + 0.00000486\,t$
D	$1.651193 + 0.00000495\,t$
b_1	$1.659632 + 0.00000610\,t$
F	$1.664936 + 0.00000653\,t$
H_γ	$1.676720 + 0.00000783\,t$
h	$1.684144 + 0.00000861\,t$.

*) Ueber den Einfluss der Temperatur auf die Brechung des Lichtes in einigen Glassorten, im Kalkspath und Bergkrystall. — Publ. d. Astroph. Obs. z. Potsdam. Bd. IV, 1. Theil.

Hiernach berechnen sich die Winkel für das Minimum der Ablenkung und deren Aenderungen zu

B	50°	24′	35″.7	+ 1″.71 t
C	50	36	26.4	+ 1.76 t
D	51	9	22.3	+ 1.80 t
b_1	52	0	50.6	+ 2.24 t
F	52	33	29.2	+ 2.42 t
H_γ	53	46	51.3	+ 2.95 t
h	54	33	42.0	+ 3.28 t .

Es ist aus diesen Zahlen ersichtlich, dass bei einer Aenderung der Temperatur von 1° sich die Dispersion von B bis h bereits um 1″.6 vermehrt, während sich die Ablenkung selbst im Violett um 3″.3 ändert, beides Grössen, welche bei feinen Messungen durchaus nicht zu vernachlässigen sind. Für Crownglas stellen sich die entsprechenden Zahlen auf ungefähr 0″.6 und 0″.4. Bei starken Temperaturschwankungen, wie sie durch die Jahreszeiten bedingt sind, können die Aenderungen im Ablenkungswinkel sogar bis auf eine Bogenminute steigen.

Die genauere Bestimmung der Temperatur der Prismen ist nun eine recht schwierige Aufgabe, da es nicht leicht ist, ein Thermometer in genügend innige Berührung mit den Prismen zu bringen. In Räumen, in denen die Lufttemperatur während der Beobachtungsstunden sehr constant gehalten werden kann, genügt es allerdings, ein Thermometer in möglichster Nähe der Prismen anzubringen und die Angaben desselben für die Temperatur der Prismen als massgebend zu betrachten. Ist die Bedingung gleichmässiger Temperatur aber nicht erfüllt, so ist es am vortheilhaftesten, auf die Prismen kleine Gefässe von den Dimensionen der Prismen aufzusetzen, welche mit einer Flüssigkeit, am besten Quecksilber gefüllt sind und in welche ein Thermometer taucht.

Stets ist es vortheilhaft, die Beobachtungen so anzuordnen, dass der Einfluss von Temperaturänderungen ein möglichst geringer ist. Man erreicht dies unter der Voraussetzung, dass die kleinen in Frage tretenden Temperaturveränderungen der Zeit proportional verlaufen, durch symmetrische Anordnung der Beobachtungen, indem man eine Messungsreihe sofort in der umgekehrten Folge wiederholt.

Es braucht wohl kaum hervorgehoben zu werden, dass man vermittels des Spectrometers auch vorzügliche Differentialmessungen auszuführen vermag, sofern nur das Beobachtungsfernrohr mit einem Mikrometer versehen ist.

Wir kommen nun zu der überaus wichtigen Methode der absoluten

Wellenlängenbestimmungen im Spectrometer vermittels der Diffractionsgitter.

Die Beobachtung mittels der Diffractionsgitter fällt verschieden aus, je nachdem man Gitter verwendet, welche die Theilung auf der ebenen Fläche eines durchsichtigen Mediums besitzen oder auf einer reflectirenden Fläche. Wir wollen uns zunächst mit den ersteren beschäftigen.

Die durch Gitter erzeugten Spectra haben im Gegensatze zu den Prismenspectren die wichtige Eigenschaft, dass durch die ganze Ausdehnung des Spectrums hindurch die Winkelablenkung in Bezug auf die Wellenlängen gleichwerthig ist. Diese Eigenschaft ist es hauptsächlich, welche sie zu absoluten Wellenlängenbestimmungen geeignet macht. Die Theorie der Lichtbeugung lehrt, dass das von einem unendlich weit entfernten Spalte ausgehende Licht nach dem Durchgange durch ein Gitter, dessen Striche dem Spalte parallel liegen, nach beiden Seiten in eine Reihe von Spectren zerlegt wird, deren Ausdehnung immer mehr zunimmt, je weiter sie abgelenkt sind, und deren Lichtstärke gleichzeitig abnimmt.

Die brechbareren Strahlen liegen in diesen Spectren nach der Mitte zu; in Folge der immer grösseren Ausdehnung lagern sich von der zweiten Ordnung ab die Spectra theilweise übereinander.

Die exacte Formel für die Intensität der einzelnen Spectra ist eine recht complicirte, eine gewisse Annäherung aber erhält man schon unter der Annahme, dass die Intensität der Spectra gleich ist $\frac{1}{n^2 \pi^2}$, wenn n die Ordnungszahl des Spectrums bedeutet. Diese Formel kann so lange als richtig betrachtet werden, als die entstehende Ablenkung so gering bleibt, dass der Cosinus dieser Ablenkung noch gleich 1 gesetzt werden kann. Da nun die Dispersion der Spectra ebenfalls mit der Ordnungszahl wächst, so findet man die Helligkeit einer Stelle eines Spectrums als $\frac{1}{n^3 \pi^2}$.

Es ist hierbei die Intensität des normal auf das Gitter auffallenden Lichtes als Einheit genommen.

Nach der obigen Formel nimmt nun die Helligkeit in den verschiedenen Ordnungen ab proportional den Cuben der Ordnungszahlen; d. h. die Intensität einer Stelle im Spectrum erster Ordnung ist nur ungefähr $\frac{1}{10}$ von der Intensität des auffallenden Lichtes, und die Intensitäten der folgenden Ordnungen werden also nur $\frac{1}{80}$, $\frac{1}{270}$, $\frac{1}{640}$, u. s. w.

Es geht aus diesen Zahlen unzweifelhaft hervor, dass Gitter für Sternspectroskope nicht zu verwenden sind.

Die allgemeinste Gleichung zur Bestimmung der Wellenlängen der Linien eines Gitterspectrums rührt von Ditscheiner her. Es ist bei derselben nur vorausgesetzt, dass sich die Theilung in gleichmässigen Intervallen auf der ebenen Fläche eines Prismas befindet.

Wir wollen die Formel hier gleich für den für die Helligkeit des Spectrums günstigsten Fall anführen, dass die Dicke der Gitterstriche und die Breite der Intervalle gleich sind.

Bedeutet γ den Winkel, den der ungebeugt aus dem Prisma austretende Strahl mit der Normalen zur Austrittsfläche bildet, und e die Entfernung der Mitten zweier nebeneinander liegenden Gitterstriche, bezeichnet man ferner mit n die Ordnung des beobachteten Spectrums und mit δ_l resp. δ_r die gemessenen Ablenkungen der gebeugten Strahlen links und rechts von der Richtung der auffallenden Strahlen, so ist

$$\lambda = \frac{2e}{n} \cos\left(\gamma + \frac{\delta_l}{2}\right) \sin\frac{\delta_l}{2}$$

oder

$$\lambda = \frac{2e}{n} \cos\left(\gamma - \frac{\delta_r}{2}\right) \sin\frac{\delta_r}{2} \,.$$

Selbstverständlich ist man bestrebt, die Gittertheilungen auf möglichst planparallelen Platten anzubringen; für vollständig planparallele Platten ist alsdann die Bedeutung des Winkels γ dahin zu modificiren, dass man unter demselben denjenigen Winkel versteht, welchen die Richtung der auf das Gitter fallenden Strahlen mit der Normalen auf das Gitter bildet.

Die obigen Gleichungen lassen sich direct zur Bestimmung der Wellenlängen verwenden, indem man dem Gitter eine beliebige Stellung zur Collimationslinie gibt und nun zur Eliminirung des Nullpunktes rechts und links die Ablenkungen misst. Man kann auch so verfahren, dass man bei stets unveränderter Stellung des Gitters aus beiderseitigen Messungen den Winkel γ bestimmt und alsdann die Ablenkungen nur auf einer Seite misst gegen den durch directe Einstellung auf den Spalt gefundenen Nullpunkt. Der Winkel γ ergibt sich für diesen Fall aus der Gleichung

$$\operatorname{tg}\gamma = \frac{\sin\delta_l - \sin\delta_r}{2 - \cos\delta_l - \cos\delta_r} \,.$$

Diese letztere vereinfachte Methode der Messung leidet an demselben Mangel wie die entsprechende bei Prismen, indem die directe Einstellung auf den Spalt leicht mit constanten Fehlern behaftet ist, sobald nämlich die deutliche Einstellung auf die Fraunhofer'schen Linien nicht identisch ist mit derjenigen auf den Spalt, eine Erschei-

nung, die stets eintritt, wenn die Prismenflächen resp. die Gitterflächen nicht ganz vollständig eben sind. Ausserdem erfordert sie die Wegnahme des Gitters und dessen Neujustirung bei jeder weiteren Beobachtung.

Wie bei Messungen mit Prismen, so ist es auch bei Gittern unumgänglich nothwendig, dieselben genau zu justiren, d. h. so auf das Tischchen des Spectrometers aufzustellen, dass die Gitterfläche normal zur Drehungebene steht, und dass die Gitterstriche parallel zur Spaltrichtung verlaufen. Beide Bedingungen können auf die entsprechende Weise wie bei Prismen durch Verstellen des Tischchens erfüllt werden, und zwar folgendermassen: Die Normalstellung der Fläche wird erreicht durch Beobachtung des reflectirten Spaltbildes bei horizontaler Stellung des Spaltes. Eine Neigung der Striche gegen den Spalt wird erkannt, wenn man bei verticaler Spaltstellung durch Drehen des Tischchens eine Längskante oder eine Staublinie des Spectrums durch das Gesichtsfeld laufen lässt, indem alsdann eine solche Linie nicht horizontal durch das Gesichtsfeld streicht.

Die obigen Formeln vereinfachen sich nun sehr für den Fall, dass $\gamma = 0$ ist, dass also das Gitter normal zur Collimationslinie steht. Es wird dann für einseitige Messungen:

$$\lambda = \frac{e}{n} \sin \delta_l = \frac{e}{n} \sin \delta_r ,$$

d. h. die Spectra der verschiedenen Ordnungen liegen völlig symmetrisch zu beiden Seiten der Collimatorrichtung. Auch hier empfiehlt es sich, auf beiden Seiten zur Elimination des Nullpunktes zu messen, und man hat hierfür:

$$\lambda = \frac{e}{n} \sin \tfrac{1}{2} (\delta_l + \delta_r) .$$

Diese Gleichung ist nur dann streng richtig, wenn einmal das Gitter vollständig normal zur Richtung der einfallenden Strahlen steht, und wenn die Gitterplatte absolut planparallel ist. Beide Bedingungen werden nie vollständig erfüllt sein, und man hat daher an das nach obiger Gleichung berechnete λ noch eine Correction anzubringen.

Bezeichnet man den prismatischen Fehler der Gitterplatte mit A, mit μ den Brechungscoëfficienten des Glases, und versteht man unter γ den Winkel, unter welchem die nicht gebeugten Strahlen aus dem Gitter austreten, wenn die hintere, nicht getheilte Fläche des Gitters normal zur Einfallsrichtung steht, so ist

$$\mu \sin A = \sin \gamma ,$$

oder, da A stets als kleiner Winkel zu betrachten ist,

$$\mu A = \gamma .$$

Nach den Grundgleichungen ist nun

$$\lambda = \frac{e}{n}\left[\cos\left(\gamma + \frac{\delta_l}{2}\right)\sin\frac{\delta_l}{2} + \cos\left(\gamma - \frac{\delta_r}{2}\right)\sin\frac{\delta_r}{2}\right]$$

oder

$$\lambda = \frac{e}{n}\sin\tfrac{1}{2}(\delta_l + \delta_r)\cos[\gamma + \tfrac{1}{2}(\delta_l - \delta_r)] .$$

Vergleicht man diese strenge Gleichung mit unserer einfachen Formel, so ergibt sich die an λ anzubringende Correction zu:

$$\Delta\lambda = \lambda\left\{\cos\left(\gamma + \frac{\delta_l - \delta_r}{2}\right) - 1\right\} .$$

Es erfordert diese Gleichung die Kenntniss des prismatischen Winkels; derselbe lässt sich leicht bestimmen, wenn man durch das Gitter hindurch den Spalt einstellt und den Kreis abliest in zwei entgegengesetzten Stellungen der Gitterplatte, nämlich einmal die getheilte und das andere Mal die ungetheilte Fläche nach dem Collimator zu gewandt.

Die Correction wegen einer kleinen Abweichung des Gitters von der Normalstellung zur Collimationsrichtung lässt sich auf dieselbe Weise ermitteln; man kann hierfür die genäherte Form ableiten:

$$\operatorname{tg}\gamma = \frac{\cos\frac{1}{2}(\delta_l + \delta_r)}{1 - \cos\frac{1}{2}(\delta_l + \delta_r)} \cdot \frac{\delta_l - \delta_r}{2} .$$

Bei der Bestimmung der Grösse $\frac{\delta_l - \delta_r}{2}$ lässt sich die directe Einstellung auf den Spalt nicht vermeiden.

Eine andere Methode der Wellenlängenbestimmung, und wohl die beste, ist von Ditscheiner angegeben und beruht auf dem Umstande, dass auch bei Gittern ein Minimum der Ablenkung eintritt, so dass auf dieselbe Weise verfahren werden kann, wie bei Messungen mit Prismen.

Differenzirt man eine der Grundgleichungen, z. B.

$$\lambda = \frac{2e}{n}\cos\left(\gamma - \frac{\delta_r}{2}\right)\sin\frac{\delta_r}{2} = \frac{2e}{n}(\sin\gamma - \sin[\gamma - \delta_r])$$

nach γ und δ_r, so folgt

$$\cos\gamma \cdot d\gamma - \cos(\gamma - \delta_r)(d\gamma - d\delta_r) = 0 ,$$

$$\frac{d\delta_r}{d\gamma} = 1 - \frac{\cos\gamma}{\cos(\gamma - \delta_r)} = 0 .$$

Setzt man für $\cos^2(\gamma - \delta_r)$ den Werth $1 - \left(\sin\gamma - \frac{n\lambda}{2e}\right)^2$, so folgt

$$\cos^2\gamma = 1 - \left(\sin\gamma - \frac{n\lambda}{2e}\right)^2$$

oder also

$$\sin\gamma = \frac{n\lambda}{4e}.$$

Aus dieser Gleichung ist zu ersehen, um wieviel das Gitter aus der normalen Stellung gedreht werden muss, um ein Minimum der Ablenkung für eine bestimmte Ordnung und ein bestimmtes λ zu geben.

Setzt man diesen Werth für $\sin\gamma$ in die Grundgleichung ein, so erhält man:

$$\operatorname{tg}\delta_r = \operatorname{tg} 2\gamma,$$

oder

$$\delta_r = 2\gamma,$$

d. h. es tritt das Minimum der Ablenkung ein, wenn der Ablenkungswinkel durch die Ebene des Gitters halbirt wird.

Aus der anderen Grundgleichnng würde man auf dieselbe Weise erhalten haben

$$\delta_l = -2\gamma,$$

woraus folgt, dass die Deviationen bei der Einstellung auf das Minimum auf beiden Seiten der Collimationslinie symmetrisch liegen.

Die Einstellung auf das Minimum der Ablenkung geschieht ganz genau wie bei Prismen durch gleichzeitige Bewegung von Beobachtungsfernrohr und Tischchen.

Aus den obigen Gleichungen ergibt sich die Berechnung der Wellenlängen bei der Beobachtung des Minimums der Ablenkung durch die Formeln:

$$\lambda = \frac{2e}{n}\sin\frac{\delta_l}{2} = \frac{2e}{n}\sin\frac{\delta_r}{2},$$

oder, wenn wieder auf beiden Seiten beobachtet wird,

$$\lambda = \frac{2e}{n}\sin\frac{\delta_l + \delta_r}{2}.$$

Die Vorzüge dieser letzteren Methode der Wellenlängenbestimmungen liegen einmal darin, dass Einstellungen auf das Minimum der Ablenkung überhaupt sehr genau ausfallen, dann aber hauptsächlich in der fast gänzlichen Befreiung der Messungen von constanten Fehlerquellen, die bei der anderen Methode in Folge des Einflusses der Stellung des Gitters und des prismatischen Fehlers gegeben sind. Auch ist es als ein weiterer Vortheil zu verzeichnen, dass man bei der Minimumstellung des

Gitters noch etwa um eine Ordnung weiter gehen kann, als bei der Normalstellung auf die einfallenden Strahlen.

Für die Wellenlängenbestimmungen vermittels reflectirender Gitter sind nun ohne Weiteres die oben gegebenen Grundformeln anwendbar. Unzulässig wird hier nur die Methode der Bestimmungen des Minimums der Ablenkung. Auch bei den Reflexgittern tritt ein solches Minimum ein, dasselbe kann aber nicht beobachtet werden, da man im reflectirten Strahl beobachten muss, dessen Richtung bei der Drehung des Gitters natürlich um den doppelten Betrag der Drehung geändert wird. Es tritt also keine Umkehr in der Bewegung der Spectra ein, wenn sich das Gitter der Minimumstellung nähert, sondern sie laufen stets in derselben Richtung durch das Gesichtsfeld.

Auch die einfache Normalstellung des Gitters zur Collimationslinie kann praktisch manchmal nicht verwerthet werden, nämlich dann, wenn die Construction des Spectrometers nicht erlaubt, das Beobachtungsrohr dem Collimatorrohre um den betreffenden Ablenkungswinkel zu nähern, was bei nicht sehr engen Gittern und bei den niedrigen Ordnungen leicht vorkommen kann.

Eine für beide Arten von Gittern verwendbare Methode der Wellenlängenmessung beruht auf dem Umstande, dass sich die Spectra höherer Ordnungen gegenseitig decken. Durch Drehung des Gitters kann man nun eine bestimmte Linie der einen Ordnung mit den Linien der anderen zur Coincidenz bringen. Die Berechnung der Wellenlänge ergibt sich in diesem Falle aus der in die Grundformeln einzusetzenden Bedingung, dass für die beiden verschiedenen λ und die beiden verschiedenen Ordnungen dieselbe Ablenkung eintritt. Setzt man hierbei die Wellenlänge der einen Linie als bekannt voraus $= \lambda'$ und die betreffende Ordnung als n', so wird die Wellenlänge einer coincidirenden Linie einer anderen Ordnung n einfach gefunden durch

$$\lambda = \frac{n' \lambda'}{n}.$$

Diese Methode gewährt, wie man sieht, eine grosse Bequemlichkeit, sie ist aber weniger genau, als die vorher besprochenen, da die Einstellung der beiden Linien auf einander weniger exact ist, als die Einstellung eines Fadenkreuzes auf eine Linie. Auch können sehr leicht Verwechselungen der Linien eintreten, wie denn überhaupt die Uebereinanderlagerung der Spectra sehr störend auf das scharfe Einstellen von Linien wirkt. Diesen Uebelständen wird zum Theil abgeholfen, wenn man zunächst das Fadenkreuz des Beobachtungsfernrohrs auf die eine Linie einstellt, während der coincidirende Theil des anderen Spec-

trums durch ein entsprechend gefärbtes Glas abgeblendet ist. Alsdann wird das erstere Spectrum abgeblendet und die Coincidenz der in Frage kommenden Linie mit dem Fadenkreuze hergestellt.

Aber auch dann bleibt noch eine die Exactheit der Einstellung sehr störende Wirkung übrig, die darin besteht, dass bei verschiedenen Farben das Ocular des Beobachtungsfernrohrs verschieden eingestellt werden muss, ein Umstand, der an anderer Stelle noch näher besprochen werden soll.

Die Wellenlängenbestimmungen vermittels Gitter sind beeinflusst durch Aenderungen von Temperatur und Luftdruck, da einmal durch beide eine Aenderung der Luftdichte und damit eine solche der Geschwindigkeit der Lichtbewegung verursacht wird, und ferner durch die erstere eine Aenderung in der gegenseitigen Entfernung der Gitterstriche bedingt ist*).

Wir wollen mit μ und D Brechungsexponenten und Dichte der Luft für die Temperatur t und den Barometerstand b während der Beobachtung bezeichnen, mit μ_1 und D_1 die entsprechenden Werthe für eine als Norm angenommene Temperatur und Barometerstand (16° und 760 mm), und mit λ die beobachtete Wellenlänge, mit λ_1 die verbesserte Wellenlänge. Dann ist

$$\frac{\mu^2 - 1}{\mu_1{}^2 - 1} = \frac{D}{D_1}.$$

Bezeichnet man mit α den Ausdehnungscoëfficienten der Luft, so ist

$$\frac{D}{D_1} = \frac{b(1 + 16\alpha)}{760(1 + \alpha t)},$$

ferner ist

$$\frac{\lambda}{\lambda_1} = \frac{\mu_1}{\mu}, \quad \text{oder} \quad \lambda_1 = \lambda \frac{\mu_1 + d\mu}{\mu_1}.$$

Durch logarithmische Differentiation von

$$\frac{\mu^2 - 1}{\mu_1{}^2 - 1} = \frac{b(1 + 16\alpha)}{760(1 + \alpha t)}$$

folgt:

$$\frac{2\mu\, d\mu}{\mu_1{}^2 - 1} = \frac{db}{b} - \frac{\alpha\, dt}{1 + \alpha t},$$

hieraus ergibt sich

$$\lambda_1 = \lambda\left[1 + \frac{\mu_1{}^2 - 1}{2\mu_1{}^2}\left(\frac{db}{760} - \frac{\alpha\, dt}{1 + 16\alpha}\right)\right].$$

---

*) Müller und Kempf, Bestimmung von Wellenlängen. — Publ. d. Astroph. Obs. zu Potsdam. Bd. V; siehe auch: Ångström, Recherches sur le spectre normal du soleil. Upsala 1868.

Die Correction, welche an den Logarithmus von λ anzubringen ist, wird demnach, wenn man mit M den Modul der Brigg'schen Logarithmen bezeichnet:

$$M\frac{\mu_1^2-1}{2\mu_1^2}\left(\frac{db}{760}-\frac{\alpha\,dt}{1+16\alpha}\right).$$

Nun ist μ_1 für 16° und 760 mm gleich 1.000278,

$$\alpha = 0.003665\ .$$

In Einheiten der siebenten Decimale erhält man also als Correction für den Logarithmus der Wellenlänge

$$1.59(b-760)-4.18(t-16)\ .$$

Der Einfluss der Temperatur auf die Ausdehnung der Gitter ergibt sich folgendermassen.

Für Glasgitter ist der Ausdehnungscoëfficient anzunehmen als 0.0000085, mithin als Aenderung der siebenten Decimale im Logarithmus von λ $+36.92(t-16)$; die Gesammtcorrection wird also

$$1.59(b-760)+32.74(t-16)\ .$$

Für reflectirende Gitter ist die Correction wegen der Ausdehnung durch Temperatur je nach dem Material des Gitters zu rechnen, meistens wird hierzu das sogenante Spiegelmetall verwendet. Zur Bestimmung der Gittertemperaturen gilt das bei den Prismen Gesagte, nur dürfte bei Glasgittern die Anbringung eines kleinen Gefässes Schwierigkeiten bereiten, und man muss sich daher damit begnügen, die Lufttemperatur in der Nähe des Gitters zu ermitteln.

Ångström hat eine Reihe von Formeln entwickelt, welche den Einfluss der Bewegung der Gitter im Raume — in Folge der Eigenbewegung des Sonnensystems — auf die Bestimmung der Wellenlängen angeben sollen. Nach dem neueren Stande der theoretischen Optik ist aber ein solcher Einfluss überhaupt unwahrscheinlich, und die Beobachtungen haben ebenfalls keine Andeutung eines solchen wahrnehmen lassen.

Aus der allgemeinen Formel für die Berechnung der Wellenlängen aus Messungen in Gitterspectren geht hervor, dass diese Bestimmung auf der genauen Kenntniss der Grösse e, des Abstandes der Gitterstriche, beruht.

Wir haben uns bis jetzt nur mit den Messungen am Spectrometer beschäftigt, müssen aber nun der Vollständigkeit halber noch kurz auf die Gitter und deren Ausmessung eingehen.

Die im Vorigen mehrfach aufgetretene Verbindung $\frac{n\lambda}{2e}$ bedeutet den Sinus des Ablenkungswinkels eines gebeugten Strahles bei normalem

Austritte des ihm entsprechenden directen Strahles. Je enger die Gitterstriche zusammenstehen, je kleiner also e wird, um so grösser wird die Ablenkung und damit auch die Dispersion, und zwar so, dass die Dispersion proportional mit der Anzahl der Gitterstriche pro Längeneinheit wächst. Es ist demnach zur Erlangung starker Dispersionen wichtig, möglichst enge Gitter zu benutzen, und der Technik ist es in den letzten Jahren gelungen, ganz bewunderungswürdige Resultate in dieser Beziehung zu erzielen. Sehr wichtig für die Reinheit der Spectra ist die Bedingung, dass die Entfernung zwischen den Gitterstrichen über die ganze Ausdehnung des Gitters hin eine möglichst gleichmässige ist. Man kann auch ohne Benutzung der Formeln sich wenigstens eine Vorstellung von den Folgen einer ungleichförmigen Vertheilung der Striche machen. Nimmt man z. B. an, ein Theil des Gitters enthalte auf einer gewissen Strecke a Linien, ein anderer $a + x$ und noch ein dritter auf derselben Strecke $a + y$ Linien, dann geben diese drei Theile, für sich getrennt betrachtet, Spectra, deren Dispersionen sich verhalten wie $a : a + x : a + y$. Das Spectrum des Gesammtgitters besteht also aus drei superponirten Spectren von den angegebenen Dispersionen. Jede Linie besteht danach aus drei Componenten, und es hängt von der Grösse von x und y im Verhältniss zu a ab, in wieweit die Trennung in die Componenten zu merken ist. Es ist hierbei gleichgültig, ob die verschiedenen Distanzen sich an verschiedenen Stellen des Gitters befinden, oder ob sie beliebig zerstreut über das ganze Spectrum sind.

Die Ausmessung der Gitter geschieht am besten in der Weise, dass man entweder die ganze Länge des Gitters direct misst oder, falls man nicht von der Gleichmässigkeit der Theilung überzeugt ist, die Gitter in einzelnen Partien durchmisst; die Distanz der Striche ergibt sich dann aus der Division der Länge durch die Anzahl der Striche. Diese Ausmessung der Gitter bietet bei der erforderlichen Genauigkeit grosse Schwierigkeiten, doch gehört deren Besprechung wohl nicht hierher. Wir verweisen in dieser Beziehung auf die bereits citirte Abhandlung von Müller und Kempf und auf eine Untersuchung von Kurlbaum*). Es sei nur erwähnt, dass besonders bei Reflexgittern die Ausmessung insofern noch erschwert wird, als es schwierig ist, zu entscheiden, was Gitterstriche und was Zwischenräume sind.

Die theoretisch abgeleitete Helligkeit der Gitterspectra verschiedener Ordnung stimmt sehr häufig mit der beobachteten durchaus nicht überein.

*) Bestimmung der Wellenlängen einiger Fraunhofer'schen Linien. Inaug.-Diss. Berlin 1887.



Gerade bei Reflexgittern kommen in dieser Beziehung beträchtliche Anomalien vor, die sich so steigern können, dass ein Spectrum einer höheren Ordnung heller ist als das der vorhergehenden Ordnung. Wohl niemals sind die Spectra auf beiden Seiten gleich hell, es kommt vor, dass sie wegen Lichtschwäche auf der einen Seite kaum zu benutzen sind, während auf der andern die prachtvollsten Spectra erscheinen. Der Grund dieser Anomalien liegt in der Figur des Querschnittes der Gitterstriche, hängt also von der Form des Diamanten ab, mit welchem die Striche gezogen sind. Theoretische Untersuchungen hierüber sind von J. Fröhlich*) angestellt; der hervorragendste Verfertiger von Reflexgittern, Brashear in Nordamerika ist sogar im Stande, nach Belieben Gitter von starken Anomalien zu liefern.

Jedenfalls ist die Technik in der Herstellung von Metallgittern soweit vorgeschritten, dass die von ihnen erzeugten Spectra an Schärfe und an Trennungsfähigkeit bei weitem die Prismenspectra übertreffen. Für die Beobachtung lichtstarker Spectra, besonders des Sonnenspectrums, wird man sich voraussichtlich in Zukunft ganz allein auf die Metallgitter beschränken.

In neuerer Zeit werden die Metallgitter auch auf concaven Flächen von grossem Radius gezogen. Diese Anordnung gewährt besonders für die Herstellung von Spectralphotographien einen grossen Vortheil, indem durch das concave Gitter ein reelles Bild des Spectrums ohne Zwischenschaltung einer Linse erzeugt wird. Ein mit einem derartigen Gitter versehenes Spectroskop besteht also nur aus Spalt, Collimator und Gitter; die Beobachtung des Spectrums kann mit dem blossen Auge oder mit einer Lupe geschehen. Auch diese Construction eignet sich zu absoluten Wellenlängenbestimmungen, aber nur für eine gewisse Anordnung von Spalt, Gitter und Mikrometer oder Camera**).

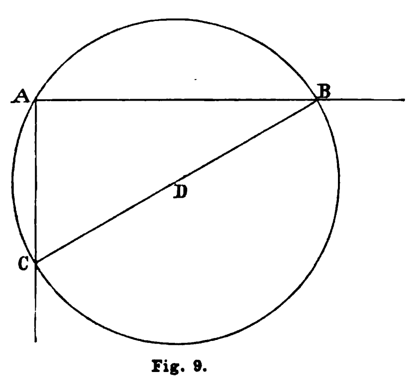


Fig. 9.

Man erhält diese Anordnung durch folgende Construction (Fig. 9).

Spalt, Gitter und Mikrometer müssen sich alle drei auf der Peripherie eines Kreises befinden, dessen Durchmesser gleich dem Krüm-

*) Wied. Annalen N. F. I. und XXII. Bd.

**) H. A. Rowland. Concave Gratings for Optical Purposes. Amer. Journal Bd. XXVI. 1883. — J. S. Ames. The Concave Grating in Theory and Praxis. Philos. Magaz. 5. Serie, Bd. XXVII. 1889.

mungsradius des Gitters ist. Das Gitter befinde sich in *B*, sein Krümmungscentrum liege in *C*, dann muss sich der Spalt in *A* befinden, so dass der Winkel *CAB* ein rechter ist. In diesem Falle werden nun alle Bedingungen für das Entstehen eines normalen Spectrums, also eines solchen, in welchem die Wellenlängenunterschiede linear gleichwerthig sind, erfüllt, wenn Gitter und Ocular auf der Linie *BC* fest angebracht sind, deren Enden auf den senkrecht aufeinander stehenden Linien *AB* und *AC* laufen. Die Messungsebene muss nur stets in der Linie *AC* liegen, ebenso bei der Herstellung von Photographien die empfindliche Platte. Die Spectra aller Ordnungen befinden sich gleichzeitig bei dieser Anordnung in demselben Focus.

Nach den bisherigen Ausführungen ist die mechanische Einrichtung eines Spectrometers ohne Weiteres gegeben, und die Ausführung eines solchen Instrumentes ist im wesentlichen Sache des Mechanikers, der die bei der Herstellung von Universalinstrumenten gewonnenen Erfahrungen bei der Construction eines Spectrometers verwenden kann. Die verschiedenen Spectrometer stimmen in ihren wichtigsten Theilen genau mit einander überein, und es wird daher genügen, an dieser Stelle ein solches Instrument kurz zu beschreiben. Wir wählen hierzu das grosse Spectrometer des Potsdamer Observatoriums, weil dasselbe wohl das vollkommenste und grösste Instrument dieser Gattung sein dürfte.

Es werden wenige Worte genügen, die beifolgende Abbildung Fig. 10 zu erklären.

Das Instrument befindet sich auf einem dreieckigen Untergestelle, um einen vorderen, unter dem Collimatorrohre befestigten Zapfen ein Weniges drehbar. Diese Drehung ist erforderlich, um das Collimatorrohr bequem auf den Heliostaten einstellen zu können.

Der Kreis nimmt an der Bewegung des Beobachtungsfernrohrs theil und ist auf seiner unteren Seite getheilt. Die beiden horizontal liegenden Ablesemikroskope besitzen daher vor dem Objective ein totalreflectirendes Prisma, an welches sich alsdann der verticale Beleuchtungskörper anschliesst. Die Bewegung des Tischchens erfolgt vom Ocularende des Beobachtungsfernrohrs aus vermittels eines Zahngetriebes, welches beliebig aus- und eingeschaltet werden kann, um das Tischchen völlig unabhängig von der Bewegung des Fernrohrs zu machen. Auch die Feinstellung des Beobachtungsrohrs geschieht vom Ocularende aus.

Collimatorrohr und Beobachtungsfernrohr sind unabänderlich fest auf ihren Trägern angebracht; ihre horizontale Einstellung auf einander ist ein für allemal ausgeführt.

Die Grössenverhältnisse des Instrumentes sind ersichtlich aus dem

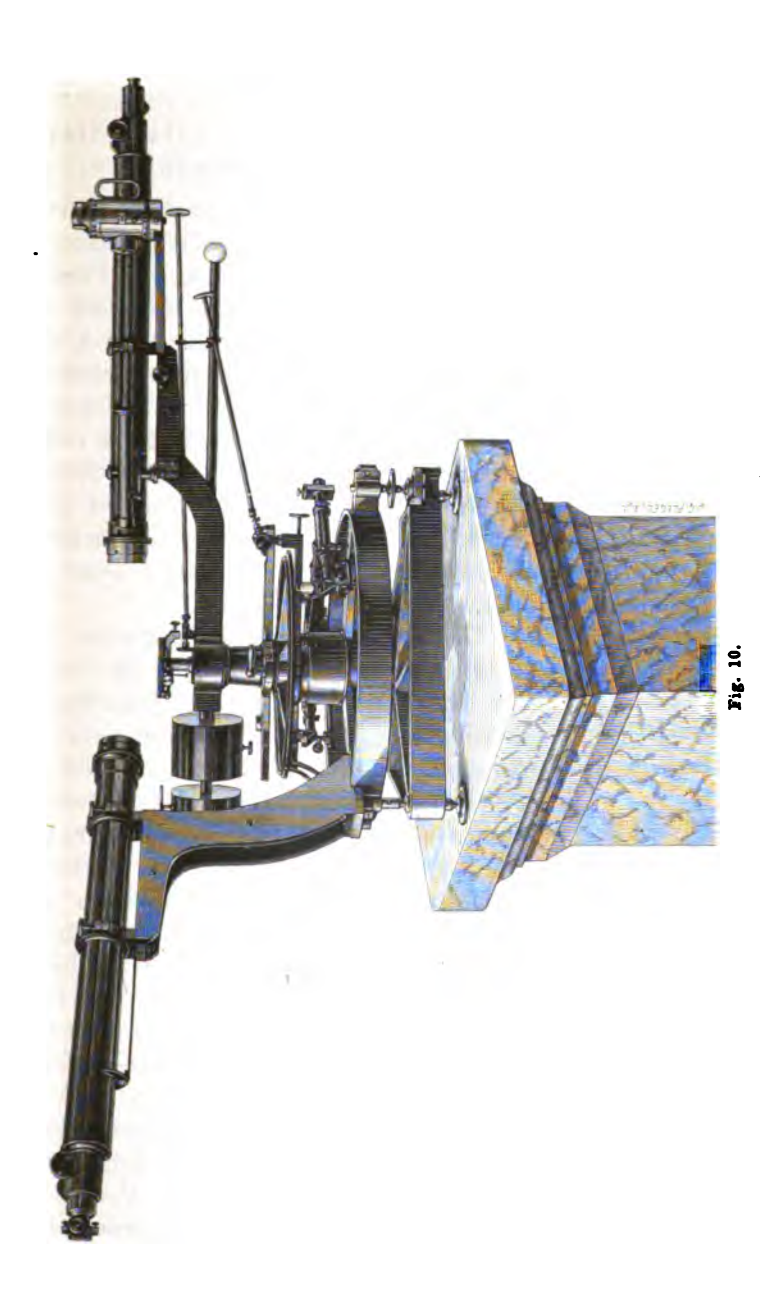


Fig. 10.

Umstande, dass die beiden Fernrohre je ein Meter Brennweite besitzen. Der Durchmesser des Kreises beträgt 18 Zoll, die Ablesung erfolgt auf Zehntel-Bogensecunden.

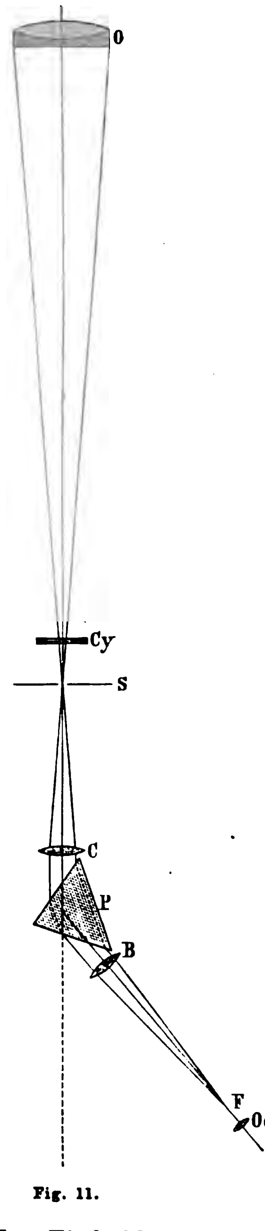


Fig. 11.

4. Die zusammengesetzten Sternspectroskope oder die Sternspectrometer.

Unter den zusammengesetzten Sternspectroskopen im engeren Sinne versteht man alle diejenigen Spectroskope, welche dem Principe nach die Einrichtung eines Spectrometers besitzen; wir wollen jedoch unter diese Rubrik auch noch alle Spectroskope mit einbegriffen wissen, welche überhaupt mit einem Spalt versehen sind.

Beschäftigen wir uns zunächst mit der ersteren Art der zusammengesetzten Sternspectroskope, so ist aus der im Vorigen gegebenen Theorie der Spectrometer die Construction zusammengesetzter Sternspectroskope ohne Weiteres klar.

Hinter dem Spalt befindet sich die Collimatorlinse, so dass der Spalt im Brennpunkte der letzteren steht; die vom Spalte herkommenden Strahlen verlassen also die Collimatorlinse parallel, fallen sodann auf ein oder mehrere Prismen und werden durch das Objectiv des Beobachtungsfernrohrs zu einem Spectrum vereinigt, welches sodann durch das Ocular betrachtet wird. Die Einschaltung der Cylinderlinse zur Verbreiterung des fadenförmigen Spectrums könnte eigentlich an jeder Stelle des Strahlenganges stattfinden, es hat sich jedoch in der Praxis als das beste herausgestellt, sie vor dem Spalte in den Lichtkegel des Objectivs einzuschalten. Unter Benutzung der Nebenbrennlinie wird hierbei, wie wir Eingangs gesehen haben, die Brennweite des Objectivs nicht geändert. Die schematische Darstellung des am Fernrohr angebrachten zusammengesetzten Sternspectroskopes ist hiernach die in Figur 11 angedeutete.

Wir werden uns im Folgenden aber wegen der Einfachheit in der Theorie des zusammengesetzten Spectroskopes

wesentlich nur an die Verschiedenheiten der einzelnen Apparate zu halten haben, welche hervorgebracht sind durch die Verbindung mit dem Fernrohr, durch die speciellen Zwecke des Instrumentes und besonders durch die verschiedenen Arten der Messvorrichtungen. Doch bleiben noch einige allgemeine Gesichtspunkte vorher zu erledigen, bei welchen wir von der Cylinderlinse ganz absehen können, die also schon vollständig durch Betrachtung in der mittleren Durchschnittsebene der Figur erhalten werden.

Es handelt sich zunächst um die Dimensionen der optischen Theile.

Je grösser die Brennweite der Collimatorlinse genommen wird, um so kleiner wird der Winkel, unter welchem die Spaltbreite erscheint, und gleichzeitig wird die trennende Kraft der Spectroskope grösser. Hiermit muss aber auch der Durchmesser der Collimatorlinse wachsen, und zwar darf niemals das Verhältniss von Oeffnung zu Brennweite bei der Collimatorlinse kleiner sein als beim Fernrohrobjective, wenn kein Lichtverlust eintreten soll.

Man sollte also z. B. an einem Fernrohre, bei welchem das Verhältniss von Oeffnung zu Brennweite gleich $\frac{1}{12}$ ist, niemals ein Spectroskop anbringen, bei welchem das Verhältniss für die Collimatorlinse kleiner ist, z. B. $\frac{1}{15}$, denn es ist ersichtlich, dass im letzteren Falle die äusseren Strahlen des vom Spalte herkommenden Lichtkegels über die Collimatorlinse hinausgreifen würden. Es ergibt sich also als erste Regel bei der Construction eines zusammengesetzten Sternspectroskopes, dieses Verhältniss bei der Collimatorlinse mindestens so gross wie beim Objective zu nehmen.

Um ferner möglichst grosse Lichtstärke bei möglichst engem Spalte zu erhalten, ist es durchaus nöthig, den Spalt sehr genau in die Brennebene des Objectivs zu setzen, weil hier der Durchmesser des Strahlenkegels ein Minimum wird. In Folge der fehlerhaften Achromasie des Objectivs befindet sich für die verschiedenen Farben der Brennpunkt in verschiedener Entfernung vom Objective, es muss also für jede Strahlengattung der Spalt besonders eingestellt werden. Streng genommen müsste dies auch mit der Collimatorlinse geschehen, da auch deren Brennweite für die verschiedenen Strahlen verschieden ist und eine Collimatorlinse, welche für die rothen Strahlen richtig steht, für die blauen Strahlen nicht mehr den Parallelismus herstellt. Die Abweichungen vom Parallelismus und die damit verbundene Verschlechterung der Spectra sind indessen so gering, dass man sich in allen Fällen mit einer veränderten Ocularstellung des Beobachtungsfernrohres helfen kann.

Es ist bei allen Spectroskopen mit Spalt Voraussetzung, dass der

Spalt als selbständig leuchtende Lichtquelle betrachtet werden kann, dass also bei ungeänderter Stellung von Spalt zu Collimatorlinse der Weg der austretenden Strahlen ein für alle Mal gegeben ist. Diese Voraussetzung ist auch stets streng erfüllt, wenn zerstreutes Licht auf den Spalt fällt, oder wenn das Bild einer grösseren leuchtenden Fläche auf denselben durch eine Linse projicirt wird. Beim Sternspectroskope ist dies nicht der Fall, und es ist die Aufgabe des Beobachters, die nöthigen Bedingungen stets herzustellen.

Diese Bedingungen bestehen aber darin, dass einmal der Spalt genau im Brennpunkte sein muss, und dass er zweitens stets enger ist, als der Durchmesser des Brennpunktsbildes. Bei einem Spalt, der weiter geöffnet ist, als dieser Durchmesser beträgt, kann sich das letztere beträchtlich vor oder hinter dem Spalte befinden, ohne dass der Fehler durch einen Lichtverlust sich merklich macht. In solchen Fällen fungirt nicht der Spalt als Lichtquelle, sondern das Brennpunktsbild; die Strahlen treten dann nicht parallel aus der Collimatorlinse aus.

Je enger aber der Spalt ist, um so weniger bedenklich sind nicht genaue Einstellungen auf den Focus des Objectivs. Irgend eine grössere Abweichung wird man in diesem Falle sofort an der geringen Intensität der Spectra wahrnehmen können und dann verbessern: kleinere Abweichungen schaden aber bei sehr engem Spalte nicht mehr, da in Folge der inneren Unregelmässigkeiten, welche durch die Fehler des Objectivs im Brennpunktsbilde herrschen, ferner vielleicht in Folge von Reflexion und Beugung an den Spaltkanten, der Spalt stets als Lichtquelle betrachtet werden kann. Es spielt übrigens diese ganze Betrachtung eine besonders wichtige Rolle bei der photographischen Aufnahme von Sternspectren.

Jedenfalls ist aus dem Vorigen als Regel zu entnehmen, den Spalt möglichst eng zu stellen (also nicht bloss aus Gründen der besseren Trennungsfähigkeit) und für genaue Focusirung desselben zu sorgen. Die durch Temperaturänderungen bedingten Brennweitendifferenzen müssen stets in Rücksicht gezogen werden, besonders bei der Verbindung von Spectroskopen mit grossen Instrumenten, bei welchen die Unterschiede der Brennweite im Sommer und im Winter mehrere Millimeter betragen können.

Die Dimensionen der übrigen optischen Theile ergeben sich nach Wahl der Collimatorlinse von selbst, indem sowohl die Oeffnung der Prismen als auch die des Beobachtungsfernrohrs nicht kleiner sein darf als die der Collimatorlinse. Empfehlenswerth ist es meistens, das Objectiv des Beobachtungsfernrohrs gleich der Collimatorlinse zu nehmen.

Bei Anwendung von Ocularspectroskopen und Objectivprismen hat man wohl stets den Wunsch, möglichst viel vom Spectrum auf einmal übersehen zu können. Wir haben gefunden, dass hier die nicht vollständig zu erreichende Achromasie der Objective sehr schädlich wirkt.

Beim zusammengesetzten Spectroskope hat man in erster Linie stets Messungszwecke im Auge, und man kann sich bei Verwendung stärkerer Dispersionen damit begnügen, auf einmal verhältnissmässig nur kleine Theile des Spectrums zu übersehen. In diesem Falle sind die Fehler der Achromasie unwesentlich, da man für jeden Theil des Spectrums neu einstellen wird, und es tritt daher hier die Möglichkeit ein, die sämmtlichen Theile des Spectroskopes überhaupt nicht achromatisch zu machen, also sowohl für das Hauptfernrohr als auch für Collimator und Beobachtungsfernrohr einfache Linsen zu benutzen. Ob diese für den Kostenpunkt jedenfalls sehr wesentliche Vereinfachung praktisch schon zur Verwendung gekommen ist, ist mir nicht bekannt.

In Bezug auf die Stellung, welche man dem Spalte zur Richtung der täglichen Bewegung der Sterne gibt, scheinen manche Beobachter merkwürdigerweise noch immer an dem Gebrauche festzuhalten, den Spalt normal zur täglichen Bewegung zu stellen. Jede kleine Störung im Uhrwerke bringt natürlich den Stern aus dem Spalte heraus, und es gehört thatsächlich grosse Geschicklichkeit dazu, den Stern im Spalte zu erhalten. Es ist klar, dass die Beobachtung ausserordentlich erleichtert wird, wenn der Spalt parallel zur täglichen Bewegung liegt, da alsdann kleinere Schwankungen im Uhrwerke gänzlich unbemerkt bleiben und die Aenderungen, die durch fehlerhaften Gang des Uhrwerks eintreten, nur von Zeit zu Zeit berücksichtigt zu werden brauchen. In Folge der mit der Höhe veränderlichen Refraction und etwaiger Ungenauigkeiten der Aufstellung des Refractors wird man im Sinne der Declination verstellen müssen, aber auch dies nur in verhältnissmässig langen Pausen, so dass eine Belästigung hierdurch kaum erwächst.

Es möge indessen hier darauf hingewiesen werden, dass bei Sternspectralbeobachtungen überhaupt, besonders aber bei solchen mit zusammengesetztem Spectralapparat, ein gut montirtes und gut functionirendes Instrument unerlässlich ist. Mit bescheidenen Hülfsmitteln Sternspectraluntersuchungen ausführen zu wollen, ist nicht empfehlenswerth.

Vor der Besprechung der einzelnen Apparate können wir einige Einrichtungen für sich behandeln; es sind dies: die Spaltvorrichtungen, die Methoden zur Erzeugung von Vergleichspectren, sowie die Vorrichtungen zum Messen; es wird hierdurch das Verständniss der speciellen Beschreibung der Apparate erleichtert und gleichzeitig die letztere etwas abgekürzt.

Zum grösseren Theile sind diese Einrichtungen nicht bloss für Sternspectralapparate, sondern auch für die andern Arten der Spectroskope anwendbar.

Die Spalteinrichtungen.

Da die Linien eines Spectrums nur Bilder des Spaltes sind, und zwar in dem Falle, wo Collimatorlinse und Objectiv des Beobachtungsfernrohrs von gleicher Brennweite genommen werden, Spalt und Spectrallinie die nämliche Ausdehnung besitzen, so ist zur Erzeugung eines guten Spectrums ein guter Spalt unbedingt nothwendig. Den Einfluss der Spaltweite auf die Trennungsfähigkeit des Spectroskopes haben wir bereits früher kennen gelernt; dass der Spalt rein zu erhalten ist und überall von gleicher Weite sein soll, ist nach dem eben Gesagten klar, und wir haben uns daher wesentlich nur noch mit der Vorrichtung zum Verstellen der Spaltweite und zur Messung der letzteren zu befassen.

Es sind aber doch noch vorher einige Bemerkungen erforderlich.

Der Spalt soll stets durch zwei Kanten gebildet werden, niemals durch gegenüberstehende Flächen, da durch Reflexion an letzteren bei feiner Spaltstellung Interferenzstreifen im Spectrum unausbleiblich sind. Solche können auch auftreten, wenn die Kanten des Spaltes nicht genau in einer Ebene liegen.

Das Material zum Spalte muss möglichst hart sein, aus weichen Metallen oder Metalllegirungen lässt sich überhaupt kein feiner Spalt herstellen. Das beste Material bilden Stahl und harte Legirungen edler Metalle: Platin-Iridium oder Gold-Iridium.

Um einen Spalt gut zu erhalten, ist es zu vermeiden, die Spaltränder fest gegeneinander zu schrauben, und man entgeht dieser Gefahr am besten, wenn man die Schraube zur Bewegung des Spaltes direct nur zum Oeffnen verwendet und das Schliessen durch eine Feder besorgen lässt.

Bei feinen Apparaten ist es nöthig, auch für die eine, sonst feste Spaltbacke eine Verstellung zu ermöglichen, damit eine genaue Centrirung des Spaltes in Bezug auf die Collimatorlinse ausgeführt werden kann. Eine Verschiebung der Mittellinie des Spaltes gibt eine entsprechende Verschiebung des ganzen Spectrums, also bei Apparaten, bei denen die Lage der Spectrallinien durch Messung des Winkels von Beobachtungsfernrohr mit der Collimationslinie bestimmt wird, auch eine Aenderung des Nullpunktes. Eine solche Verschiebung tritt nun stets bei einer Aenderung der Spaltweite ein, falls eine Spaltbacke fest ist, und zwar beträgt die Aenderung des Nullpunktes die Hälfte derjenigen der Spaltänderung. Sie ist also im Allgemeinen sehr gering, doch hat

man auch Einrichtungen getroffen, bei denen eine gleichmässige Verschiebung beider Spaltbacken nach entgegengesetzter Richtung erfolgt, so dass die Mittellinie des Spaltes ungeändert bleibt.

Der Umstand, dass eine Verschiebung des Spaltes eine Verschiebung des Spectrums erzeugt, ist zu einer Construction benutzt worden, vermittels welcher Messungen angestellt werden können. Zu diesem Zwecke hat z. B. Hilger in London dem Spalte eine messbare Verschiebung gegeben. Dass hiermit eine Messung möglich ist, liegt auf der Hand, ebenso klar ist aber auch der principielle Fehler dieser Einrichtung, indem durch Verschiebung des Spaltes die Justirung des Spectroskopes, die zur Erzeugung guter Spectra nöthig ist, aufgehoben wird. Die Centrirung des Collimators geht verloren, die Lichtstrahlen passiren das Prisma an anderer Stelle und in einem anderen Winkel, wodurch auch die Dispersion geändert wird. Uebrigens würde für Stern- und Protuberanzspectroskope eine Verstellung des Spaltes auch schon deshalb unthunlich sein, weil man dann stets die Einstellung des Sterns oder des Sonnenrandes verlieren würde.

Die Besprechung der einfachsten Vorrichtung, directe Verschiebung der einen Spaltbacke durch eine Schraube, kann hier füglich übergangen werden.

Eine gut bewährte Spalteinrichtung besitzt der grosse Sternspectrograph des Potsdamer Observatoriums, die in Fig. 12 schematisch dargestellt ist.

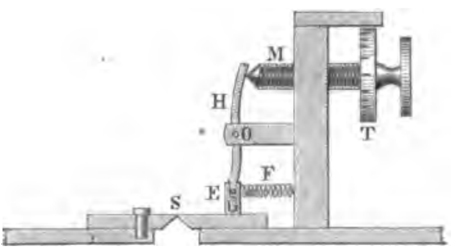


Fig. 12.

Die Mikrometerschraube *M* wirkt mit einer feinen Spitze auf den gleichschenkeligen Hebel *H*, der an seinem untern Ende bei *E* vermittels eines beiderseitig hervorragenden Stiftes in den Schlitz des gabelförmigen Ansatzstückes *G* fasst. Durch Vorwärtsdrehung der Mikrometerschraube wird die Spaltbacke, die das Ansatzstück *G* besitzt, nach rechts verschoben und der Spalt geöffnet. Beim Rückwärtsschrauben der Schraube drückt die Spiralfeder *F* den Spalt wieder zu.

Bei *E* ist kein einfaches Gelenk verwendet, damit bei einer stärkeren Bewegung des Hebels nicht eine Zerrung der Spaltbacke im Sinne der Normalen zur Spaltebene entstehen kann. Der Kopf der Schraubentrommel ist getheilt, um die Spaltweite messen zu können; da der Hebel gleicharmig ist, so ist die Ablesung der Trommel ohne weitere Reduction massgebend.

Den gleichen Zweck, die Schliessung des Spaltes nur durch Feder, die Oeffnung durch den Zug der Schraube zu bewerkstelligen, kann man auch ohne Hebelübertragung erreichen, wenn man der beweglichen Spaltbacke ein Ansatzstück gibt, welches die Schraubenmutter enthält. Eine Feder drückt die Spaltbacke auf den Spalt zu, und die Schraube hat einen Anschlag am Spaltrahmen vor der Trommel. Beim Rechtsdrehen der Schraube schraubt sich die Schraubenmutter und mit ihr die Spaltbacke vom Spalte weg. Beim Rückwärtsdrehen drückt die Feder die Spaltbacke bis zum Schlusse zu, ein weiteres Drehen schraubt dann die Mikrometerschraube von ihrem Anschlage ab.

Wir kommen nun zu denjenigen Spaltvorrichtungen, durch welche eine gleichzeitige entgegengesetzte Bewegung beider Spaltbacken bewirkt wird. Es mag aber gleich bemerkt sein, dass diese Einrichtungen nur für kleine Apparate empfehlenswerth sind, da sie niemals so genau und exact hergestellt werden können, als die einfache Bewegung einer Spaltbacke.

In Fig. 13 ist die Einrichtung wiedergegeben, welche Secchi bei Protuberanz-Spectroskopen verwendet hat.



Fig. 13.

Der Spalt bildet hier einen Winkel von 45° gegen die Schieberleiste, die eine Backe wird direct durch die Schraube verschoben, und deren Bewegung wird durch einen Hebel auf die zweite übertragen. Die Federn bewirken die Schliessung des Spaltes und drücken gleichzeitig die Spaltbacken gegen die Schieberleiste an.

Eine andere Construction, die den Vortheil hat, dass bei ihr, wie bei dem gewöhnlichem Spalt, die Spaltbacken fest zwischen Coulissen liegen, ist von Browning zuerst ausgeführt worden. Sie ist sehr bequem, da zur Oeffnung und Schliessung des Spaltes ein einfaches Drehen eines Ringes genügt, sie hat aber den Nachtheil, dass ein feines Stellen des Spaltes nur schwierig auszuführen ist.

Die Einrichtung beruht darauf, dass jede Spaltbacke einen senkrecht zur Spaltfläche stehenden Stift trägt, der in eine schneckenartig gewundene Rinne einer unterhalb des Spaltes liegenden Scheibe eingreift. Durch Drehen dieser Scheibe führt der Schneckengang die beiden Ansatzstifte gleichzeitig nach entgegengesetzter Richtung. Die Drehung der Scheibe wird direct mit der Hand ausgeführt.

Eine sehr praktische und compendiöse Spalteinrichtung ist von **Töpfer** bei dem Sternspectroskope des grossen Wiener Refractors angewendet worden. (Fig. 14.)

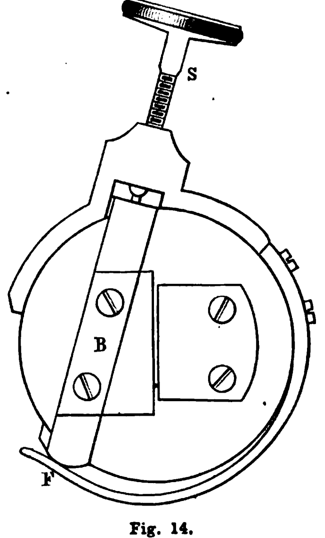


Fig. 14.

Bei derselben ist die bewegliche Spaltbacke auf einem Schieber befestigt, dessen Längsrichtung einen gewissen Winkel gegen die Spaltrichtung bildet. Durch die Schraube *S* wird der Schieber verschoben und dadurch die Entfernung der Spaltschneiden von einander geändert. Die Feder *F* drückt den Schieber gegen die Schraube an.

Im Allgemeinen möge hier bemerkt werden, dass man sich bei feinen Spalteinrichtungen selten längere Zeit hindurch auf die Ablesung der Schraubentrommel verlassen kann, da sich der Nullpunkt derselben durch Verdicken des Oels u. dergl. ändert. Wenn man als Nullpunkt denjenigen Punkt auffasst, bei welchem der Spalt dem Auge als geschlossen erscheint, so wird man stets beträchtliche Abweichungen in der Bestimmung desselben finden, je nachdem man vom geschlossenen oder geöffneten Spalt ausgeht. Entsprechend erhält man bei der Einstellung des Spaltes verschiedene Weite desselben, wenn man denselben Theil der Trommel von verschiedener Seite her einstellt. Man thut daher gut, sich nicht auf die Ablesung der Spaltstellung zu verlassen, sondern sich in der Praxis auf das durch Erfahrung zu erwerbende Urtheil über die für die jeweilige Beobachtung passende Spaltbreite zu beschränken.

Erzeugung von Vergleichsspectren.

Um sich durch den directen Augenschein von der Identität von Spectrallinien in den Spectren coelestischer Objecte mit Spectrallinien irdischer Lichtquellen zu überzeugen, verwendet man mit Vortheil eine Methode, durch welche auf einer oder auf beiden Seiten des unbekannten Spectrums das Vergleichsspectrum erzeugt wird. Man befestigt zu diesem Zwecke entweder ein totalreflectirendes Prisma oder ein schräggestelltes Spiegelchen vor dem einen Theile des Spaltes, oder zwei solcher Vorrichtungen auf beiden Seiten der Mitte des Spaltes (siehe Fig. 15), durch welche das Licht der seitlich befindlichen Lichtquelle durch den Spalt hindurch in das Spectroskop hinein reflectirt wird.

Ist das zu untersuchende Spectrum an beiden Seiten symmetrisch von dem Spectrum der künstlichen Lichtquelle umfasst, so ist eine Beurtheilung, ob gewisse Linien mit einander coincidiren, bedeutend leichter als bei einseitigen Vergleichungen, und ist deshalb die erstere Vorrichtung stets vorzuziehen.



Fig. 15.

So einfach und praktisch diese Methode ist, wenn es sich nicht um die allergenauesten Messungen und Vergleichungen handelt, so ist sie doch bei feinen Untersuchungen nur mit grosser Vorsicht anzuwenden; bei Untersuchungen z. B. über die Verschiebung von Spectrallinien in Folge der Bewegung der Gestirne im Visionsradius ist sie überhaupt in dieser Weise, durch totalreflectirende Prismen oder durch Spiegel, nicht mehr vortheilhaft.

Wir müssen hier auf den schon einmal berührten Punkt zurückkommen, dass bei einem Sternspectroskope der Spalt nicht ohne Weiteres als Lichtquelle zu betrachten ist.

Die künstliche Lichtquelle lässt zerstreutes Licht auf den Spalt fallen, für sie ist also der erleuchtete Spalt als Lichtquelle aufzufassen, für die vom Stern kommenden Strahlen strenge nur dann, wenn die Spaltebene genau in der für die zu untersuchende Spectralgegend geltenden Focalebene liegt. Und auch in diesem Falle ist der Gang der von Stern und Vergleichslicht kommenden Strahlen durch das Spectroskop nur dann ein identischer, wenn das Verhältniss von Oeffnung zu Brennweite bei der Collimatorlinse und bei dem Objective des Refractors genau dasselbe, oder wenn es für die Collimatorlinse kleiner ist. Dass das letztere aus Gründen der vollen Ausnutzung des Refractorobjectivs unthunlich ist, haben wir bereits erwähnt, wir sehen hier, dass auch der andere Fall, wenn die Oeffnung der Collimatorlinse verhältnissmässig zu gross ist, zu Unzuträglichkeiten führt, da alsdann für die vom Stern kommenden Strahlen nur der mittlere Theil des Collimatorobjectivs benutzt wird, für die Strahlen des künstlichen Lichtes dagegen die volle Oeffnung; dies setzt sich beim weiteren Gange der Strahlen fort, sowohl in den Prismen als auch im Objectiv des Beobachtungsfernrohres, und es ist in Folge dessen selbst bei guter Ausführung der optischen Theile des Spectroskopes eine absolute Uebereinstimmung

stimmung in der Lage der schliesslich resultirenden Spectrallinien nicht zu erwarten.

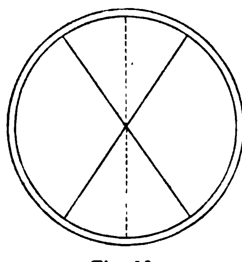
Dass bei dieser Methode die von den verschiedenen Lichtquellen kommenden Strahlen im Sinne der Spaltrichtung ebenfalls nicht dieselben Theile des optischen Apparates passiren, bleibt schliesslich selbst bei völliger Justirung und richtiger Construction des Spectralapparates bestehen, daher die obige Bemerkung, dass diese Methode bei den feinsten Untersuchungen überhaupt nicht zu verwenden ist. Es bleibt dann nichts mehr übrig, als die künstliche Lichtquelle in den Strahlenkegel des Sternes zu versetzen, und so die Spectra nicht nebeneinander, sondern aufeinander zu projiciren. Es geht dies natürlich nur, wenn die Lichtquelle einen geringen Raum einnimmt, oder wenn sie so intensiv ist, dass sie sehr weit vom Spalte ab in den Lichtkegel des Objectivs gesetzt werden kann, so dass in beiden Fällen nur wenig Licht durch die Einschaltung der künstlichen Lichtquelle verloren geht. Es ist aber auch hierbei darauf zu achten, dass diese künstliche Lichtquelle genau symmetrisch im Strahlenkegel liegt. Dient als Lichtquelle eine Geissler'sche Röhre, so ist es sehr empfehlenswerth, dieselbe normal zur Spaltrichtung zu stellen; hierdurch wird der Lichtkegel vollständig ausgefüllt, und es ist deshalb absolute Symmetrie in dieser Richtung garantirt, andernfalls ist eine viel genauere Justirung erforderlich, von deren Richtigkeit man sich fortwährend zu überzeugen hätte. Eine andere Anbringung einer Geissler'schen Röhre würde die sein, dass man dieselbe kreisförmig gestaltet, so dass sie den Strahlenkegel des Objectivs umfasst. Sehr helle elektrische Funken kann man auch vor dem Fernrohrobjectiv vorbeischlagen lassen, bei Geissler'schen Röhren aber ist diese Anordnung wegen der Lichtschwäche derselben nicht ohne Weiteres gestattet. Man kann in diesem Falle eine spiralförmig gewundene Röhre vor der Mitte des Objectivs so anbringen, dass durch eine zwischengeschaltete Linse, in deren Brennebene sich die Röhre befindet, die Strahlen parallel gemacht und regelrecht in der Brennebene wieder vereinigt werden. Bei grossen Objectiven würde diese Einrichtung wohl auch den geringsten Lichtverlust mit sich bringen.

Messvorrichtungen an den zusammengesetzten Sternspectroskopen.

Bei der Besprechung der Messungen vermittels eines Spectrometers haben wir nur die strengste Methode erwähnt, bei welcher für jede Linie des Spectrums durch Drehung des Prismas das Minimum der Ablenkung hergestellt wird. Nur bei Differentialmessungen mit Hülfe des Mikrometers innerhalb der Ausdehnung des Gesichtsfeldes konnte

das Prisma nicht verstellt werden. Es ist nun klar, dass man bei schwachen Dispersionen auch ohne Drehung des Prismas messen kann, indem man dasselbe für eine mittlere Wellenlänge unveränderlich auf das Minimum der Ablenkung richtet und nun allein durch Bewegung des Beobachtungsfernrohres die übrigen Linien einstellt. Man wird dies beim Spectrometer seltener thun, dagegen wendet man bei Sternspectroskopen diese Methode häufig an, da sie sehr viel bequemer ist und rascher zum Ziele führt, sobald es sich nicht um das Maximum der Genauigkeit handelt.

Jegliche Messung im Spectrum, sie mag angestellt werden wie sie will, beruht in letzter Instanz auf der Einstellung einer Spectrallinie mit irgend einer Marke oder mit einer anderen Spectrallinie. Bei Messungen im Spectrometer, wobei man wesentlich nur mit lichtstarken Spectren zu thun hat, empfiehlt sich als beste und schärfste Marke stets ein Fadenkreuz aus Spinnweben. Die Einstellung eines einzelnen, der Spectrallinie parallelen Fadens auf eine Linie ist immer recht unsicher, da die feinen Spectrallinien hinter dem schwarzen Faden vollständig verschwinden. Besser ist schon die Einstellung zwischen zwei engstehende Fäden; am meisten aber empfiehlt sich die Einstellung auf den Durchschnittspunkt eines um 45° gedrehten Fadenkreuzes; man beurtheilt hierbei die Richtigkeit der Einstellung aus der Symmetrie der beiden durch die Spectrallinie getrennten Winkelspitzen. Diese Beurtheilung wird noch etwas leichter, wenn der durch die Spectrallinie zu halbirende Winkel kleiner als 90° wird, z. B. 60°, wodurch das einfache Fadenkreuz in das sogenannte Andreaskreuz übergeht (Fig. 16).


Fig. 16.

Die feinen Spinnwebfäden lassen sich nur in einem hellen Spectrum mit genügender Schärfe erkennen, bei schwächeren Spectren kann man das Fadenkreuz noch weiter benutzen, wenn man die Fäden selbst beleuchtet, schliesslich wird aber bei schwachen Sternspectren das Auge schon durch die matt erhellten Fäden so geblendet, dass die Einzelheiten des Spectrums verschwinden. Es ist daher bei Sternspectroskopen von grosser Wichtigkeit, Marken zu besitzen, die eine Einstellung bei kaum sichtbaren Objecten erlauben, und die wir in der Folge bei den Messvorrichtungen der zusammengesetzten Sternspectroskope näher kennen lernen werden.

Bei der Untersuchung von Sternspectren kommt man sehr häufig in die Lage, keine der sichtbaren Linien als bekannt annehmen zu können. Eine Messung wie beim Spectrometer ist alsdann nicht mög-

lich, auch Differentialmessungen führen nicht zum Ziele. Um in solchen Fällen messen zu können, muss das Spectroskop geaicht sein, d. h. man muss aus früheren Beobachtungen an bekannten Spectren wissen, welche Wellenlängen ein für alle Mal bestimmten Ablesungen der Messvorrichtung entsprechen. Es gehört hierzu nur, dass man sich während längerer Zeit auf die Unveränderlichkeit des Nullpunktes und der ganzen Messvorrichtung verlassen kann, oder dass letztere häufig controlirt wird.

Als besonderer Uebelstand stellt sich zuweilen hierbei der Umstand ein, dass der Spectralapparat in Folge von Durchbiegung bei den verschiedenen Lagen, in welche er je nach dem Orte des Sternes gebracht werden muss, verschiedene Ablesungen für dieselbe Linie gibt. Es gehört alsdann eine besondere Untersuchung dazu, um die Ablesungen bei verschiedenen Lagen auf eine bestimmte Lage des Instrumentes reduciren zu können.

In allen Fällen aber, wo die Möglichkeit dazu vorliegt, ist es anzurathen, nicht absolute Messungen, sondern Differentialbestimmungen vorzunehmen, die stets genauer werden und frei von einer Menge uncontrolirbarer schädlicher Einflüsse sind. Der Natur der Sternspectra nach ist dies aber, wie gesagt, zuweilen nicht möglich.

Wir wollen nun zu den verschiedenen Methoden der Messung übergehen.

Als einfachste Einrichtung, und als eine meistens sehr leicht anzubringende, ist die Anwendung einer beleuchteten Scala zu empfehlen.

Diese Einrichtung besteht darin, dass man seitlich vom Spectroskope eine beleuchtete durchsichtige Scala in der Weise anbringt, dass die von ihr ausgehenden Lichtstrahlen von der Vorderfläche des Prismas oder Prismensystems in das Ocular oder Beobachtungsfernrohr hineinreflectirt werden, sodass Spectrum und Scala gleichzeitig deutlich im Gesichtsfelde erscheinen.

Die Anordnung ist je nach der Art und Weise, wie das Spectrum erhalten wird, verschieden.

Bei allen Spectroskopen mit Beobachtungsfernrohr muss die Scala sich in unendlicher Entfernung befinden, um dieselbe deutlich in dem für parallele Strahlen gestellten Fernrohre zu erkennen. Es geschieht dies durch eine passend zwischen Scala und Prisma angebrachte Collimatorlinse, in deren Brennpunkt die Scala stehen muss. Bei Instrumenten ohne Beobachtungsfernrohr, in denen das Spectrum also entweder direct mit dem Auge oder mit einer Lupe betrachtet wird, ist eine besondere Linse für die Scala meistens entbehrlich, es ist nur erforderlich, sie in

einer solchen Entfernung anzubringen, dass sie sich in der deutlichen Sehweite befindet. In diesem Falle wechselt also ihre Stellung je nach der Vergrösserung der Lupe und je nach der Beschaffenheit des Auges des Beobachters.

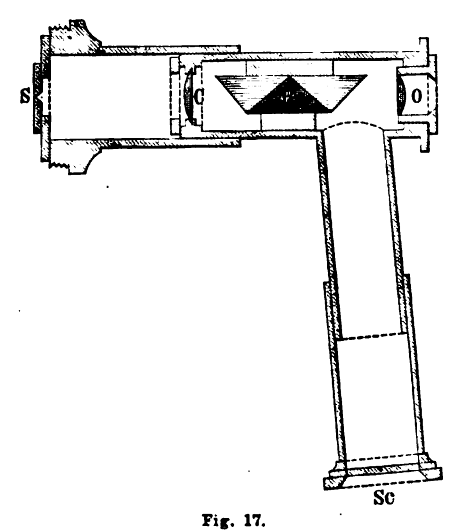


Fig. 17.

Als Beispiel für die Anbringung einer Scala möge die Fig. 17 dienen, in welcher *Sc* die Scala, *O* das Ocular bedeutet.

Die Scala selbst stellt man am einfachsten durch Einritzen feiner Linien auf einem versilberten Glasplättchen her. Die Beleuchtung geschieht gewöhnlich mit einem Handlämpchen.

Bei ganz schwachen Objecten ist selbst eine matt leuchtende Scala schon viel zu hell, so dass neben ihr alle Details des Spectrums verschwinden. In solchem Falle kann man sich einigermassen dadurch helfen, dass man nach secundenlanger Beleuchtung die Lampe plötzlich entfernt, bei einiger Uebung gelingt es alsdann, die Lage der sofort auftauchenden Linien des Spectrums nach der Erinnerung noch recht gut anzugeben.

Die Methode, vermittels einer Scala zu messen, ist natürlich nur wenig genau und überhaupt nur für kleinere Apparate geeignet. Eine mehrfache Wiederholung der Beobachtungen ist meist wenig nützlich, da es sehr schwierig ist, jedesmal unabhängig von den früheren Beobachtungen zu urtheilen.

Während die Messung mit Hülfe von Scalen auch bei Ocularspectroskopen in Anwendung gebracht worden ist, sind alle anderen Messungsmethoden nur bei zusammengesetzten Spectroskopen brauchbar, und durch sie erst wird das zusammengesetzte Spectroskop zum eigentlichen Sternspectrometer.

Die besseren Messvorrichtungen unterscheiden sich in zwei Kategorien. Entweder besitzt das Beobachtungsfernrohr einen Mikrometerapparat, oder es besitzt nur eine Marke, und seine Winkelbewegung wird als Grundlage der Messungen benutzt. Natürlich können auch beide Arten mit einander verbunden werden.

Wenn im ersteren Falle die Dispersion so gering ist, dass das ganze Spectrum auf einmal im Gesichtsfelde erscheint, und gleichzeitig

die Mikrometervorrichtung eine Ausmessung über die ganze Ausdehnung des Spectrums gestattet, so kann auch diese Vorrichtung zu absoluten Bestimmungen benutzt werden, es ist dann nur eine unveränderliche oder wenigstens wieder genau herzustellende Stellung des Beobachtungsfernrohres erforderlich.

In den meisten Fällen, bei einigermassen kräftigen Dispersionen, erstreckt sich indessen das Spectrum weit über das Gesichtsfeld des Beobachtungsfernrohres hinaus, und es ist daher nöthig, das Fernrohr zu verstellen, um alle Theile des Spectrums erfassen zu können. Ist die Winkelverstellung des Fernrohres hierbei nicht messbar, so ist eine absolute Messung alsdann nicht mehr möglich, und man ist gänzlich auf Differentialmessungen angewiesen.

Ist dagegen die Verstellung des Beobachtungsfernrohres selbst messbar, so sind absolute Messungen ermöglicht; die Messung selbst geschieht dann entweder durch Ablesungen der Schraube, welche das Fernrohr verstellt, oder durch Ablesung eines getheilten Sectors oder Kreises. Kann gleichzeitig im letzteren Falle eine Drehung des Prismas behufs Einstellung auf das Minimum der Ablenkung ausgeführt werden, so ist das vollständige Spectrometer, wie es im Laboratorium benutzt wird, als Sternspectroskop verwendet.

Um die Marke des Fernrohrs oder Mikrometers auf eine Spectrallinie einstellen zu können, ist es erforderlich, dass sich dieselbe stets genau in der Brennebene des Fernrohres und in der deutlichen Sehweite des Systems Ocular + Auge befindet. Hierdurch entsteht eine besondere Schwierigkeit, da sich beides mit der Spectralgegend ändert.

Das Lichtbündel, welches das Prisma verlässt, ist im Allgemeinen divergent, jedoch sind die Strahlen, welche zu ein und derselben Farbengattung gehören, unter sich parallel, theoretisch müsste also bei richtiger Collimatorstellung das Beobachtungsfernrohr auf Unendlich eingestellt werden, um die schärfsten Bilder zu gewähren. In praxi ist dies meistens nicht der Fall, da einmal selten der Collimator ganz genau stehen wird, und da ferner selten die Flächen der Prismen absolut eben sind; zumeist wird man für Spectroskope eine von der Einstellung auf Unendlich abweichende Stellung finden.

In Folge der mangelhaften Achromasie von Collimator und Beobachtungsfernrohr ändert sich nun die Brennebene des letzteren für jede Farbengattung, und zwar betragen die Abweichungen das Doppelte des Fehlers für ein Objectiv, da sich die Fehler von Collimator- und Fernrohrobjectiv addiren — unter Voraussetzung gleicher Dimensionen bei beiden —. Es ist also nöthig, um bei den Einstellungen Parallaxe zu vermeiden, für die verschiedenen Farben die Marke im Beobachtungsfernrohr

anders einzustellen. Eine solche Verstellung wird sich selten ohne Nullpunktsänderung ausführen lassen, und also sind auch aus diesem Grunde Differentialmessungen über möglichst kleine Strecken des Spectrums stets vorzuziehen.

Selbstverständlich muss das Ocular ebenfalls für jede Farbengattung besonders eingestellt werden, doch hat dies weniger Unzuträglichkeiten im Gefolge. Dagegen ist es von grosser Wichtigkeit, sobald man nicht mit einer dunklen, sondern mit einer hellen Marke arbeitet, der letzteren die Farbe des gerade vorliegenden Spectraltheils zu geben. Es ist völlig unmöglich, einen weissen Spinnwebfaden z. B. in einem Spectrum scharf einzustellen, man wird stets mit fortwährend veränderter Accommodation zu kämpfen haben und nie gänzlich von Parallaxe frei werden. Bei allen feinen derartigen Messungen wird man also stets die Farbe der Marke durch gefärbte Gläser derjenigen des betreffenden Spectraltheils nähern müssen. Gleichzeitig gewährt dies auch den Vortheil, dass der vorhin erwähnte, auf der fehlerhaften Achromasie von Collimator- und Objectiv-Linse beruhende Uebelstand etwas weniger auffällig wird.

Wir müssen nun etwas genauer auf die verschiedenen Einrichtungen eingehen, welche als Marke bei Sternspectralbetrachtungen dienen können, wobei es zunächst noch gleichgültig ist, ob dieselben beweglich im Mikrometer oder fest im beweglichen Fernrohr angebracht sind.

Da die schwachen Sternspectra eine Feldbeleuchtung nicht zulassen und nur bei den hellsten Sternen feine Fäden direct auf dem Spectralgrunde zu erkennen sind, so hat man nur die Wahl, als Marke entweder dunkle breite Gegenstände oder helle schmale zu benutzen.

Als Marke ersterer Art ist das Spitzenmikrometer von H. C. Vogel das empfehlenswertheste, da es bei grosser Genauigkeit der Einstellung fast bis zu den allerschwächsten Spectren herab benutzt werden kann. Selbst bei Spectren mit hellen, isolirt auf dunklem Grunde stehenden Linien erkennt man in der Nähe der hellen Linien die dunklen Spitzen und vermag, ohne zu grosse Augenanstrengung dieselbe mit verhältnissmässig grosser Sicherheit einzustellen.

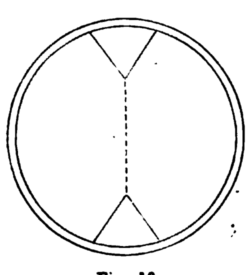


Fig. 18.

Man kann hierbei eine Spitze benutzen, doch sind zwei einander gegenüberstehende vortheilhafter. (Siehe Fig. 18.)

Bei diesen Spitzenmikrometern ist es wesentlich, dass die Spitzen eine breite Basis haben, und dass sie scharfkantig und nach den Ocularen zu eben hergestellt sind.

Geht man zu den erleuchteten Marken über, so bietet sich zunächst für die hellen Sternspectra das erleuchtete Fadenkreuz dar.

Hierbei ist es indessen sehr wichtig, eine feste und gute Beleuchtung für die Fäden zu besitzen, da es bei Beleuchtung durch eine Handlaterne schwer fällt, die Fäden gleichmässig zu erhellen, was zur Vermeidung fehlerhafter Einstellungen unbedingt nöthig ist. Auf die Nothwendigkeit farbiger Beleuchtung ist schon hingewiesen.

Als sehr gut und für die allerschwächsten Spectra ausreichend hat sich eine andere Methode von H. C. Vogel bewährt, nämlich die Spitze des vorhin erwähnten Spitzenmikrometers aus Glas herzustellen und auf der Rückseite mit Balmain'scher Leuchtfarbe zu versehen. Diese Einrichtung gewährt den Vortheil, dass man je nach der Stärke der vorher nothwendigen Beleuchtung jeden beliebigen Grad von Helligkeit für die Spitzen erreichen kann, ja sie erscheinen auf den hellsten Theilen der Spectra noch dunkel, während sie auf den schwächeren schon hell hervortreten.

Eine sehr empfehlenswerthe Einrichtung besteht in der Benutzung einer hellen Lichtlinie als Marke, die aber nur bis an das Spectrum reicht und dasselbe nicht vollständig durchsetzt. Eine solche Lichtlinie lässt sich nach dem Vorgange von J. Browning in London ähnlich wie bei der Scalenablesung herstellen, also durch Anbringung eines eingeritzten versilberten Glasplättchens in einem Nebenrohre, so dass das Licht der Lichtlinie von der Vorderseite des Prismas in das Beobachtungsfernrohr reflectirt wird; alsdann muss aber die Mikrometervorrichtung an dieses Nebenrohr angebracht werden, was nicht vortheilhaft erscheint.

Viel praktischer ist die Methode zur Erzeugung von hellen Lichtlinien von H. C. Vogel, die in folgender Einrichtung besteht. Ein kleines schmales Glasprisma (siehe Fig. 19, Seiten- und Vorderansicht) ist an den Flächen *ab* und *f* mattgeschliffen und geschwärzt. Die Oberfläche *c* ist versilbert, und auf dieser Oberfläche ist eine feine Linie *mm* eingerissen. Licht, welches auf die Fläche *e* fällt, geht durch das Prisma, wird von der Fläche *d* reflectirt und erleuchtet die feine Linie *mm*. Dies kleine Prisma *P* ist in eine Messinghülse gefasst und im Oculare angebracht. Durch Moderirung der Beleuchtung kann man der Linie jede beliebige Helligkeit geben.

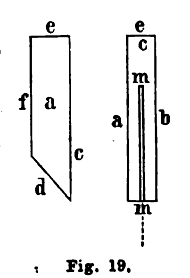


Fig. 19.

Es liessen sich die Angaben über derartige Messvorrichtungen noch sehr erweitern, indessen glaube ich, im Vorstehenden die hauptsächlich in Gebrauch befindlichen Einrichtungen angegeben zu haben. Je nach

der Genauigkeit, welche man erreichen will, und je nach der Lichtstärke der Objecte kann man schliesslich alle möglichen Formen von Marken in Anwendung bringen.

Ueber die Mikrometereinrichtung an den Beobachtungsfernrohren ist weiter nichts zu sagen, als dass dieselbe völlig der eines einfachen Fadenmikrometers für Fernrohre entspricht.

Die Einrichtungen zur Messung der Richtung des beweglichen Beobachtungsfernrohres sind so mit der speciellen Montirung eines Spectroskopes verknüpft, dass wir am besten die Besprechung hierüber bei der gleich folgenden Beschreibung einzelner Apparate beifügen, ebenso wollen wir hierbei auch auf Registrirvorrichtungen eingehen.

Einstellung der zusammengesetzten Sternspectroskope am Fernrohr.

Die Justirung des Spectroskopes selbst erfolgt bei Tages- oder Sonnenlicht; die Einstellung des Spaltes auf die Brennpunkte des Objectivs für die verschiedenen Farben kann mit Hülfe des Sonnenrandes oder mit einem Sterne geschehen.

Das Verfahren mit Hülfe des Sonnenrandes ist demjenigen mit Hülfe eines Sternes vorzuziehen, falls die Luftunruhe nicht zu gross ist. Man stellt zuerst die Marke im Gesichtsfelde scharf auf das Sonnenspectrum ein für diejenige Farbe, deren Brennpunkt ermittelt werden soll. Alsdann stellt man das Spectroskop so auf den Sonnenrand ein, dass der Spalt radial zu letzterem steht und der Sonnenrand die Mitte des Spaltes trifft. Im Gesichtsfelde erscheint die eine Hälfte des Spectrums sehr hell, die andere, von der erleuchteten Atmosphäre herrührend, hinreichend matt. Das ganze Spectroskop wird alsdann im Sinne der optischen Axe so lange verschoben, bis die Trennungslinie der beiden Spectra, der Sonnenrand, möglichst scharf erscheint. Bei ruhiger Luft kann diese Einstellung sehr sicher ermittelt werden. In derselben Weise verfährt man für die anderen Farben. Man erhält hierdurch die relative Lage der verschiedenen Brennpunkte und kann, falls die Verschiebung des Spectroskopes im Sinne der optischen Axe messbar auszuführen ist, ein für alle Mal für die verschiedenen Farben die Einstellung ermitteln. Diese Einstellungen gelten aber nur für diejenige Temperatur, bei welcher die Beobachtung erfolgt ist; es ist also noch erforderlich, dieselbe Bestimmung, wenigstens für eine Farbe, bei möglichst differenten Temperaturen auszuführen. Hiernach kann man eine Tabelle entwerfen, welche die Einstellung des Spectroskopes für jede Farbe und jede Temperatur ergibt.

Kann die Einstellung des Spectroskopes nicht abgelesen werden,

so dass also im Allgemeinen für jeden Abend eine neue Bestimmung zu erfolgen hat, so benutzt man am besten hierzu einen hellen Stern, wobei aber vorher das Spectroskop in sich schon für eine bestimmte Farbe justirt sein muss. Man öffnet alsdann den Spalt sehr weit, so dass das Brennpunktsbild des Sternes als Lichtquelle dient, und verschiebt das Spectroskop so lange, bis das Spectrum an der Stelle der Farbe, auf welche die Justirung erfolgen soll, eingeschnürt erscheint. Zu diesem Zwecke muss aber die Cylinderlinse von dem Spalte entfernt werden; will man dies vermeiden, so kann die richtige Einstellung auch mit Cylinderlinse und engerem Spalte dadurch gefunden werden, dass bei derselben die Helligkeit der betreffenden Farbe im Spectrum ein Maximum sein muss. Diese Beurtheilung wird etwas erschwert durch den Umstand, dass bei der Verschiebung des Spectroskopes der Stern häufig aus dem Spalte rücken wird.

Hiermit werden wir auf diejenigen Methoden geführt, durch welche das Festhalten des Sternes auf dem Spalte ermöglicht wird.

Wir nehmen zunächst an, dass der Spalt parallel zur täglichen Bewegung gestellt ist; auf die Vortheile dieser Stellung ist bereits früher aufmerksam gemacht. Der Sucher des Instruments, mit welchem das Spectroskop verbunden ist, muss sehr genau justirt sein, und vermittels desselben stellt man den zu beobachtenden Stern möglichst genau ein und setzt das Uhrwerk in Bewegung. Es wird dann eine geringe Hin- und Herbewegung des Fernrohres mit Hülfe der Declinationsfeinstellung genügen, um den Stern auf den Spalt zu bringen, was im Oculare des Spectroskopes am Aufblitzen des Spectrums zu erkennen ist, und es ist nur von Zeit zu Zeit nothwendig, mit Hülfe der Declinationsfeinbewegung den Stern von neuem auf den Spalt zu stellen; die beste Stellung erkennt man hier wie bei der Einstellung auf die Brennebene am Maximum der Helligkeit des Spectrums. Ob sich der Stern noch im Sinne der Längsrichtung in der Mitte des Spaltes befindet, lässt sich leicht erkennen, wenn man irgend eine künstliche Lichtquelle auf den Spalt wirken lässt, so dass ein Spectrum von der vollen Spaltbreite erscheint. Durch Bewegung der Rectascensionsfeinbewegung ist das Sternspectrum auf die Mitte des künstlichen einzustellen.

Bei gut gehendem Uhrwerke und gut aufgestelltem Instrumente genügt die eben angegebene Methode vollständig zum Halten des Sternes. Dies ist aber nicht der Fall, sobald diese Bedingungen nicht erfüllt sind, oder wenn es sich darum handelt, wie z. B. bei photographischen Aufnahmen von Sternspectren, den Stern lange Zeit hindurch mit möglichster Genauigkeit auf derselben Stelle des Spaltes zu halten; es müssen

dann besondere Hülfsapparate in Anwendung treten, welche bei der Beschreibung der einzelnen Instrumente erwähnt werden mögen.

Beschreibung einiger Sternspectralapparate.

Es möge bei der Besprechung von Sternspectralapparaten das Princip massgebend sein, von Instrumenten älterer Construction nur solche zu erwähnen, die auch nach dem jetzigen Stande der Wissenschaft noch als brauchbar zu bezeichnen sind; hauptsächlich sollen hier Spectralapparate aufgeführt werden, die in keinen spectralanalytischen Werken bis jetzt erwähnt sind, es sind dies in erster Linie Apparate des Astrophysikalischen Observatoriums zu Potsdam.

Vogel'sches Sternspectroskop.

Bei diesem Spectroskope, von Heustreu ausgeführt, kann der Spalt entfernt werden, und man erhält alsdann ein Ocularspectroskop, bei welchem das durch die Collimatorlinse erzeugte virtuelle Bild des Sternes zur Beobachtung gelangt.

Es dürften dieses und das auf pag. 90 beschriebene Nebelfleckspectroskop die einzigen zusammengesetzten Sternspectroskope sein, deren Spalt nicht im Focus der Collimatorlinse steht, und bei welchen dementsprechend kein Beobachtungsfernrohr, sondern nur eine Lupe, oder das Auge direct zur Verwendung kommt.

Fig. 20.

Fig. 20 zeigt diesen Apparat im Durchschnitt. Bei *S* befindet sich der Spalt und bei *C* die Collimatorlinse; der Spalt liegt innerhalb der Brennweite von *C*. Das virtuelle Bild des Spaltes wird durch das Prismensystem *P* hindurch mit dem Ocular *O* betrachtet. Bei der Beobachtung von Sternen kann der Spalt *S* weggenommen werden, derselbe ist durch einen Bayonettverschluss am Collimatorrohre befestigt; es wird alsdann eine Cylinderlinse vor das Ocular gesetzt. Der Apparat hat in diesem Falle genau die Construction eines Ocularspectroskopes, wie auf Seite 38 beschrieben. Bei *Sc* ist eine auf eine versilberte Glasplatte

eingeritzte Scala angebracht, welche, von der Vorderseite des Prismensystems P reflectirt, bei O in der deutlichen Sehweite erscheint.

Das viel benutzte McClean'sche Sternspectroskop ist nur als eine Modification des Heustreu'schen zu betrachten, die bereits von H. C. Vogel angegeben ist. Dasselbe besitzt nämlich anstatt der Collimatorlinse C an dieser Stelle eine Cylinderlinse, durch welche in der Hauptbrennebene ein verbreitertes Bild des Spaltes erzeugt wird, so dass die Anwendung einer weiteren Cylinderlinse am Ocular unnöthig wird.

Sternspectroskop von Secchi.

Eine Einrichtung, bei welcher die Winkelbewegung des Beobachtungsfernrohres direct an einem Kreise, resp. Sector gemessen wird, hat Secchi unter Verwendung geradsichtiger Prismen construirt. Siehe Fig. 21.

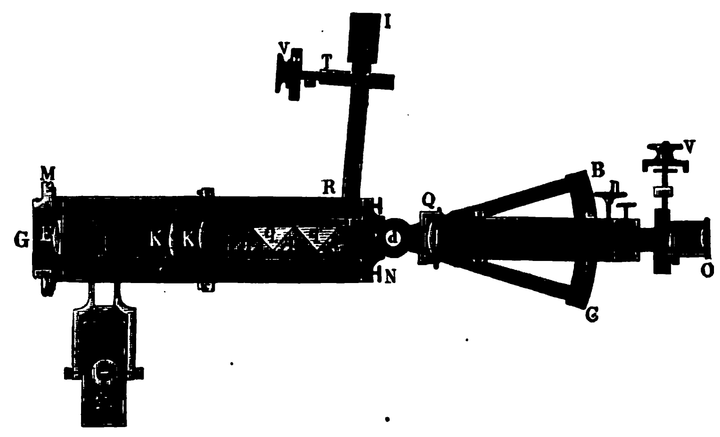


Fig. 21.

Bei G wird das Spectroskop am Ocularende des Refractors mit dem Gewinde M angeschraubt. E ist eine achromatische Cylinderlinse (der Achromatismus derselben ist übrigens durchaus nicht nöthig), und bei e befindet sich der Spalt. Dicht hinter demselben ist ein kleines, unter 45° geneigtes Spiegelchen S angebracht. Die eine Hälfte ist unbelegt und lässt also das Licht des Sternes durch, die andere ist belegt und reflectirt alles Licht, welches seitlich von L her auf dieselbe fällt. Es kann also hierdurch gleichzeitig das Spectrum irgend einer irdischen Lichtquelle z. B. das der im elektrischen Funken glühenden Metallgase oder einer Geissler'schen Röhre erzeugt und als Vergleichsspectrum benutzt werden.

Es würde vortheilhafter sein, an Stelle dieses Glasspiegels ein totalreflectirendes Prisma auf die eine Spalthälfte zu setzen, indem dann das

Licht des Sternes ein Medium weniger zu passiren hätte, also weniger geschwächt und in seinem Gange gestört würde.

Hierauf folgt die Collimatorlinse KK und sodann der geradsichtige Prismensatz $p\,q\,p'\,q'\,p''$.

Das Beobachtungsfernrohr QO ist um die Axe d drehbar. Die feine Einstellung geschieht durch die Schraube n, und die Stellung des Beobachtungsrohres wird auf dem Kreisstücke BC abgelesen.

Zur Erzeugung einer feinen, beweglichen Marke im Spectrum dient der seitliche Collimator RI. Ein enger Spalt in dem durch die Mikrometerschraube V' bewegbaren Schieber T wird durch die Lampe I beleuchtet; die von dem Spalte ausgehenden Lichtstrahlen werden durch eine Linse bei R parallel gemacht und sodann von der hinteren Fläche des Prismensatzes in das Beobachtungsrohr reflectirt. Das Beobachtungsfernrohr besitzt ausserdem noch ein selbständiges Mikrometer behufs Messung dicht zusammenstehender Linien.

Eine ganz ähnliche, aber bedeutend einfachere Einrichtung ist einem kleinen Sternspectroskope des Potsdamer Observatoriums gegeben. Fig. 22 gibt den äussern Anblick dieses Spectroskopes wieder.

Der Rohrstutzen R dient zum Einschieben des Instrumentes in die Ocularfassung des Refractors. In dem bei R herausragenden engen Rohre C befindet sich verschiebbar die Cylinderlinse. Der Spalt, in der Zeichnung nicht sichtbar, wird von Aussen her durch eine Schraube S regulirt. Vor dem Spalte befindet sich ein unter 45° geneigtes, in der Mitte durchbrochenes Metallspiegelchen, welches durch die nicht sichtbare Oeffnung bei V Vergleichslicht in das Spectroskop wirft. Es kann hierzu jede beliebige Lichtquelle benutzt werden, die beiden Klammern K sind speciell zum Halten von Geissler'schen Röhren bestimmt. Es folgen alsdann im Innern des Apparates der Reihe nach bei L die Collimatorlinse, bei P das einfache Flintglasprisma von 60° brechendem Winkel. Das um den Punkt P drehbare Beobachtungsfernrohr wird durch die Mikrometerschraube M bewegt. Die Stellung selbst wird nicht an einem Kreise, sondern mit Hülfe der getheilten Schraubentrommel gemessen. Im Oculare O des Beobachtungsfernrohres befindet sich ein



Fig. 22.

Faden, welcher vermittels des Spiegelchens J mit einer Lampe beleuchtet werden kann, die gleichzeitig die Schraubentrommel erhellt; die Ablesung der letzteren geschieht durch die Lupe U.

Die Spalteinrichtung verdient besondere Darstellung, (Fig. 23 schematisch) da sie für derartige Apparate, wo der Spalt gänzlich im Innern eines Rohres sitzt, sehr praktisch ist. (In Fig. 15 bereits wegen des Vergleichsspiegels gegeben.)


Fig. 23.

Zum Verstellen des Spaltes ist die pag. 70 u. 71 beschriebene Browning'sche Einrichtung gewählt, nur wird hier die Drehung der Hülse nicht direct mit der Hand, sondern durch eine Schraube bewirkt.

Sternspectrometer zu Potsdam.

Ein grösserer Sternspectralapparat, der zu dieser Gattung gehört, befindet sich ebenfalls auf dem Astrophysikalischen Observatorium zu Potsdam. Derselbe ist nach den Angaben von H. C. Vogel von Repsold in Hamburg gebaut und hat sich bei Beobachtungen, die mit demselben am grossen Refractor der Wiener Sternwarte angestellt worden sind, vorzüglich bewährt. Der Construction desselben liegt die Idee eines Spectrometers zu Grunde, mit den Abweichungen, wie sie der Umstand bedingt, dass der Apparat am Fernrohr angebracht werden soll, also mit Rücksicht auf Gewicht und Bequemlichkeit der Handhabung. Das Princip des Spectrometers, jedesmalige Einstellung des Prismas auf das Minimum der Ablenkung und Messung der Richtung des Beobachtungsfernrohres an einem getheilten Kreise, ist vollständig gewahrt.

In der umstehenden Figur 24 ist der Apparat dargestellt, vom Fernrohr abgenommen und auf ein Stativ aufgeschraubt, in dieser Form ein vollständiges Spectrometer für den Laboratoriumsgebrauch.

Die Scheibe A dient zur Befestigung des Apparates am Fernrohr. Das Collimatorrohr C lässt sich in dem Rohre L mittels des Triebes c um einige Centimeter verschieben. Die Verschiebung ist an einer Scala, welche oberhalb am Rohre L, in der Nähe des Triebes c, sich befindet, bis auf 0.1 Mill. genau bestimmbar. Mittels der Mikrometerschraube m kann der Spalt geöffnet und die Spaltweite gemessen werden. Vor dem Spalte bei S lässt sich eine Hülse aufschrauben, die zur Aufnahme der Cylinderlinse dient. In dem Rohre L befinden sich der Schraube m

gegenüber, also in der Figur nicht sichtbar, zwei Oeffnungen, durch welche man zu Schrauben gelangt, die eine geringe Drehung des Spaltes ermöglichen, um denselben genau parallel der brechenden Kante des Prismas und zu dem Mikrometerfaden im Beobachtungsfernrohre *D* stellen zu können. Mit dem Rohre *L* ist ein starker Ring in fester Verbindung, auf welchem der Theilkreis von 95 mm Durchmesser angebracht ist, und mit welchem zugleich der bewegliche Theil des Apparates, das Beobachtungsfernrohr *D* mit den Mikroskopen *M* zur Ablesung des Kreises, verbunden ist. Dieser bewegliche Theil ist durch das Gegengewicht *N* ausbalancirt.

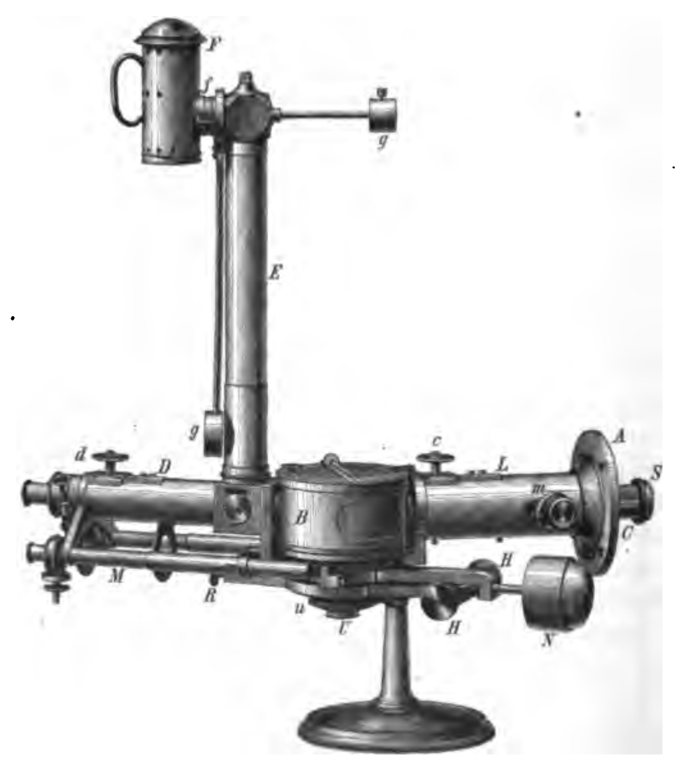


Fig. 24.

Die Kapsel *B* ist von oben durch einen Deckel verschlossen, an welchem ein Thermometer so angebracht ist, dass die Thermometerkugel frei in das Innere ragt. Die cylindrische Wandung der Kapsel besteht aus mehreren Theilen, die sich in einander verschieben, so dass die Kapsel *B* immer geschlossen bleibt, wenn das Fernrohr *D*, welches mit einem der beweglichen Cylinderstücke verbunden ist, bewegt wird.

Zwei Tischchen mit conischen, der Leichtigkeit wegen durchbohrten Axen sind dem Apparate beigegeben. Auf dem einen ist ein einfaches Prisma, auf dem zweiten ein stark zerstreuendes zusammengesetztes Rutherfurd'sches Prismensystem justirbar befestigt. Eines dieser Prismentischchen wird in der Kapsel angebracht und kann, da die conischen Axen beider Prismentische vollkommen gleich sind, leicht mit dem anderen vertauscht werden. Man ist somit im Stande, auch während der Befestigung des Apparates am Fernrohre die Zerstreuung zu verändern. An die conische Axe der Prismentische ist noch ein cylindrisches Stück angesetzt und bei *U* in der Abbildung sichtbar. Um zu verhindern, dass bei den verschiedenen Lagen, die der Apparat am Fernrohre einnimmt, die Prismentische herausfallen können, wird eine Gegenmutter *u* vorgeschraubt. Am Rande dieser Gegenmutter oder am Ende der Axe *U* kann man das Prisma drehen, wie es zur Einstellung auf das Minimum der Ablenkung erforderlich ist.

Die Bewegung des Fernrohres *D* mit dem Mikroskope erfolgt aus freier Hand, kann aber auch durch eine Tangentialschraube *H* bewerkstelligt werden, die in einen gezahnten Sector eingreift. Die Klemmschraube *R* dient zur Ein- oder Auslösung dieser Bewegungsvorrichtung.

Das Ocular des Fernrohres ist durch den Trieb *d* beweglich, die Einstellung kann mittels einer kleinen Scala bis auf 0.1 mm abgelesen werden.

Der in der Figur nicht sichtbare Theilkreis (er befindet sich unterhalb der Kapsel *B*) ist von 10′ zu 10′ getheilt; die Mikroskope gestatten eine directe Ablesung von 10″ und eine Schätzung bis auf 1″.

Bei der grossen Wichtigkeit guter Fadenbeleuchtung für die Ermöglichung exacter Beobachtungen bei spectroskopischen Untersuchungen ist diesem Theile des Apparates grosse Aufmerksamkeit geschenkt. Die dem oben beschriebenen Spectrometer beigegebene Vorrichtung hat sich auf das beste bewährt.

Eine kleine Oellampe *F*, die auf leichte Weise angehängt wird, befindet sich seitlich am Rohre *E* in grösserer Entfernung, um einer Erwärmung des Apparates vorzubeugen. Der cylindrische Ansatz *f* trägt eine Linse, welche die von dem Lämpchen ausgehenden Strahlen nahezu parallel macht. Diese fallen zunächst auf einen Spiegel, der in dem Hohlwürfel, welcher den Kopf des Rohres *E* bildet, sich befindet. Die Lampe sowie der Würfel sind drehbar um Axen, die auf einander senkrecht stehen. Durch die Gegengewichte *gg* wird die Lampe bei allen Lagen, die der Apparat einnimmt, stets vertical gehalten.

Der weitere Verlauf der Lichtstrahlen ist aus der nebenstehenden schematischen Figur ersichtlich.

Fig. 25 zeigt das Beobachtungsfernrohr *D* im Durchschnitt von oben. Die Lichtstrahlen gelangen durch das Rohr *E* in den Würfel *W* im Beobachtungsfernrohre. Der grösste Theil geht ungehindert durch die kreisförmige Oeffnung *o*; ein Theil wird jedoch durch die Spiegel s_1 und s_2 aufgefangen und nach dem Ocularende reflectirt. wo sich die Spiegel s_3 und s_4 befinden, die das ihnen zugehende Licht auf den Faden *x* werfen. Um störende Reflexe zu vermeiden, ist innerhalb des Fernrohres eine geschwärzte Röhre *h* angebracht, das Fernrohr ist also doppelwandig. Der Würfel *W* besitzt noch seitliche Ausschnitte, durch welche kleine Glasplatten *K* vor den Spiegel geschoben werden können, die theils zur Moderirung des Lichtes dienen, theils auch, wenn sie gefärbt sind, die Möglichkeit geben, den Faden farbig erscheinen zu lassen.

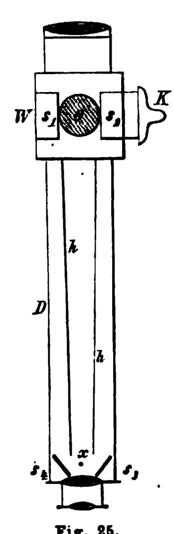


Fig. 25.

Das Princip der Einstellung auf das Minimum der Ablenkung, wie es bei diesem Sternspectrometer zur Anwendung kommt, gewährt noch den Vortheil, dass die schwächsten Linien durch die Hin- und Herbewegung des Spectrums leichter gefunden werden, als in einem stillstehenden Spectrum.

Browning'sches Sternspectroskop nach Huggins.

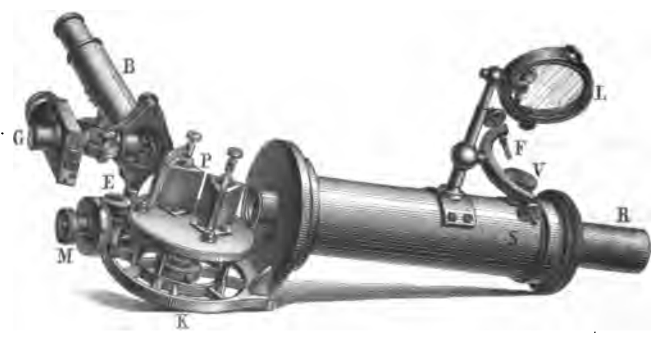


Fig. 26.

Die Figur 26 stellt einen Sternspectralapparat des Potsdamer Observatoriums dar, der nach einer von Huggins vielfach benutzten Construction von John Browning angefertigt ist.

Der Spalt bei *S*, sowie die im Rohre *R* befindliche Cylinderlinse sind in der Zeichnung nicht zu sehen.

An dem kräftigen Collimatorrohre ist der Theilkreis *K*, der das Tischchen *T* trägt, auf welchem die beiden Prismen *P* stehen, direct befestigt. Das Beobachtungsfernrohr *B* ist um einen Zapfen im Centrum des Positionskreises *K* drehbar. Die Stellung des Beobachtungsfernrohres kann mittels eines Nonius direct am Kreise abgelesen werden; Differentialmessungen können aber auch durch die Mikrometerschraube *M* angestellt werden, wobei ein Zeiger auf dem Scheibchen *E* die Anzahl der ganzen Schraubenumdrehungen angibt.

Beim Spalte *S* befindet sich eine Oeffnung im Collimatorrohre, durch welche beliebiges Vergleichslicht vermittels des Spiegels *L* auf das Vergleichsprisma des Spaltes geworfen werden kann. An demselben Arme befindet sich auch ein Funkenmikrometer, um das Licht von Inductionsfunken in das Spectroskop hineinzuwerfen.

Am Beobachtungsfernrohre befindet sich nun noch eine Einrichtung *G*, welche es ermöglicht, auch bei festgestelltem Fernrohre Differentialmessungen auszuführen und zwar vermittels eines sogenannten Ghost-Mikrometers. Die Einrichtung dieser, wegen nicht zu beseitigender Parallaxe übrigens nicht sehr empfehlenswerthen Mikrometer ist die folgende:

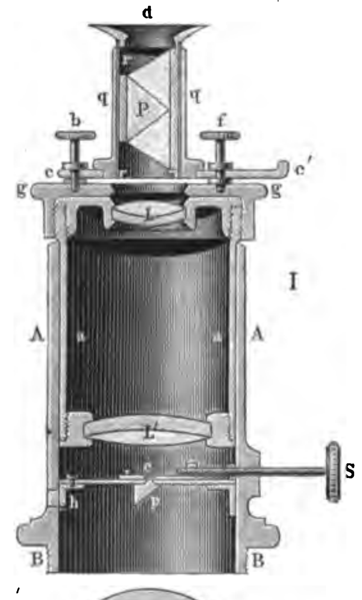
Es besteht zunächst aus einem gewöhnlichen Schraubenmikrometer mit einem Andreaskreuz als Marke. Ein Ocular ist nicht vorhanden, statt dessen aber hinter dem Fadenkreuz eine kleine positive Linse. Beleuchtet man die Fäden von vorn, so wird durch die verschiebbare Linse das von den Fäden ausgehende Licht parallel gemacht und durch ein kleines totalreflectirendes Prisma in das Objectiv des Beobachtungsfernrohres hineingeworfen. Man erblickt auf diese Weise die hellen Fäden auf dem Grunde des Spectrums und kann mit der Mikrometerschraube des Ghost-Mikrometers Differentialmessungen ausführen. Die Neigung des totalreflectirenden Prismas kann durch eine Schraube geändert werden, um den Nullpunkt des Mikrometers zu verschieben.

Spectroskop für Nebelfleck-Beobachtungen.

Ein sehr einfaches Spectroskop, besonders geeignet für die Beobachtung von schwachen Nebelflecken und Cometen, ist von H. C. Vogel construirt worden.

Dieses Spectroskop ist, ähnlich dem Vogel'schen Sternspectroskope, eigentlich ein Zöllner'sches Ocularspectroskop, jedoch durch Anbringung eines Spaltes zum zusammengesetzten Spectroskope geworden. Denken

wir uns demnach in Fig. 27 die Spalteinrichtung entfernt, so haben wir das früher beschriebene Ocularspectroskop. Der Spalt ist so zu stellen durch Verschiebung der Hülse, dass er sich in der deutlichen Sehweite des Systems Ocular + Auge befindet. Er hat nun die in Fig. 27 angegebene besondere Einrichtung, dass die Spaltbacken so schmal genommen sind, dass sie überhaupt nur einen kleinen Theil des Gesichtsfeldes verdecken. Gleichzeitig ist die Fassung für das Prismensystem um eine Achse *b* drehbar, so dass dasselbe bei Seite geschlagen werden kann. In dem durch die Spaltvorrichtung nur wenig behinderten Gesichtsfelde erblickt man also durch das Ocular das zu untersuchende Object und kann dasselbe genau auf den Spalt einstellen, was sonst bei anderen Einrichtungen und bei sehr lichtschwachen Objecten (Nebelflecken) sehr schwierig ist.



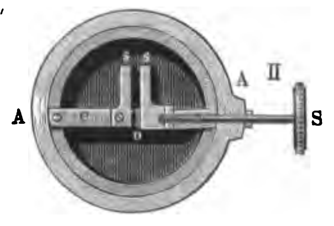


Fig. 27.

Bringt man das Prismensystem wieder vor das Ocular, so hat man sofort das Spectrum des Nebels oder des Cometen.

Auch Vergleichsbeobachtungen sind mit diesem kleinen Instrumente möglich. Auf dem Stege, welcher den Spalt trägt, befindet sich bei *O* eine Oeffnung, auf welcher ein Vergleichsprisma sitzt; diese Oeffnung wird durch das hineinreflectirte künstliche Licht zur Lichtquelle, genau wie der Spalt, man hat also beide Spectra unter einander im Gesichtsfelde.

Registrirvorrichtungen an Sternspectroskopen.

Bei allen bisher besprochenen Messvorrichtungen an Sternspectrometern war es nöthig, nach jeder Einstellung eine Ablesung vorzunehmen, sei es an einer Schraubentrommel, sei es an einem Nonius oder Mikroskope.

Bei lichtschwachen Spectren ist dies sehr störend, da das Auge stets einer Blendung hierbei unterworfen ist, die für die Genauigkeit der Messung schädlich ist und grossen Zeitverlust mit sich bringt. Man hat daher Registrirvorrichtungen in Anwendung gebracht, durch

welche entweder alle Messungen oder wenigstens eine grössere Reihe hinter einander ausgeführt werden können, ohne dass eine Ablesung vorgenommen werden müsste.

Als nächstliegende Einrichtung für Registrirzwecke bietet sich eine einer Theilmaschine ähnliche Construction dar. Die jedesmalige Stellung des Beobachtungsfernrohres wird einfach durch ein fortrückendes Reisserwerk auf einer berussten Glasplatte oder auf einem Papierstreifen oder eine Walze markirt; es entsteht auf diese Weise eine Zeichnung des Spectrums, die nachher ausgemessen werden kann.

Solche Einrichtungen haben bei solider Ausführung meistens den Nachtheil zu grossen Gewichtes und der damit verbundenen Uebelstände von Durchbiegungen einzelner Theile des Spectroskopes. Führt man sie sehr leicht aus, so fehlt ihnen die nöthige Stabilität, um einigermassen genaue Resultate zu geben.

Eine derartige recht einfache Einrichtung, die sehr bequem an jedem Sternspectrometer angebracht werden kann, hat John Browning ausgeführt, siehe Fig. 28.

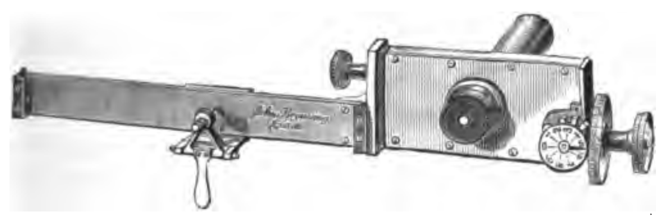


Fig. 28.

Die ganze Mikrometervorrichtung wird an das Ocularende des Beobachtungsfernrohres angesetzt. Seitlich am Mikrometerkasten ist eine schmale Platte angebracht, auf welcher ein berusster Glasstreifen befestigt werden kann.

Die Mikrometerschraube ragt auf der linken Seite aus dem Kasten heraus und besitzt hier die vierfache Steigung wie beim eigentlichen Mikrometer. Sie greift in einen kleinen Schlitten ein, der einen sehr leichten Reisser trägt. Nach jeder Einstellung vermittels der Schraube wird der Reisser in Thätigkeit gesetzt, wodurch auf der Glasplatte eine Wiedergabe der Spectrallinie entsteht. Die Einrichtung ist zwar sehr bequem, aber ausserordentlich difficil.

Will man darauf verzichten, das ganze Spectrum hinter einander ohne Ablesung zu registriren, und sich damit begnügen, eine beschränkte Anzahl von Einzelmessungen aufzeichnen zu können, so lassen sich viel einfachere und sicherere Einrichtungen treffen.

Eine derartige Einrichtung besitzt der in Fig. 29 wiedergegebene

Spectralapparat, nach den Angaben H. C. Vogel's von Hilger gebaut.

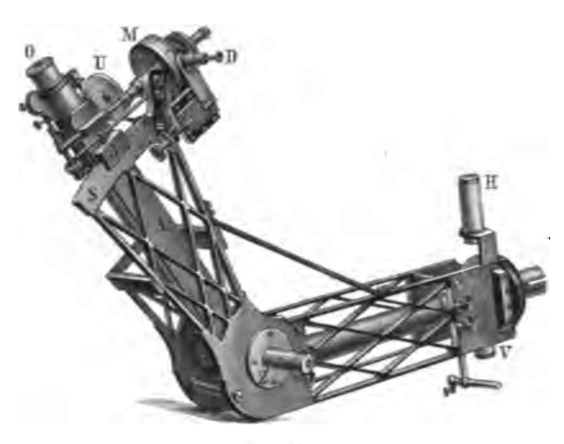


Fig. 29.

In einem der Leichtigkeit wegen durchbrochenen Gestelle ist Collimatorrohr und Beobachtungsfernrohr befestigt. Das Beobachtungsrohr ist auf einem Arm *A* angebracht, der sich um den Punkt *Z* drehen lässt. Anstatt eines Prismas besitzt der Apparat zwei Prismen von 45° brechendem Winkel, von denen eins am Objective des Beobachtungsrohres, das andere an demjenigen des Collimatorrohres symmetrisch befestigt ist. Durch diese Einrichtung ist erreicht, dass bei jeder Stellung des Beobachtungsrohres das Minimum der Ablenkung für die betreffende Strahlengattung hergestellt ist.

Bei *S* trägt das Gestell einen getheilten Sector, die Einstellung des Beobachtungsrohres kann abgelesen werden durch den am Arme *A* befindlichen Nonius *N*.

Die Bewegung und Einstellung des Beobachtungsrohres erfolgt durch die Mikrometerschraube *M*, die eine sehr breite und fein eingetheilte Trommel besitzt. Die ganzen Umdrehungen werden vermittels der durch Reibung mitgeführten Scheibe *U* abgelesen.

Die Registrireinrichtung befindet sich nun bei *D*, und ist auf der Fig. 30 (pag. 93) in ihren Details sichtbar.

Neben der breiten Trommel *T* ist ein Farbenbehälter *M* befestigt, dessen zugespitztes, mit feiner Oeffnung versehenes Ende sich in geringem Abstande von der Trommel befindet. Bei einem leichten Druck auf den Stift *V* tritt die mit Farbe versehene Spitze des Stiftes hervor und markirt auf der Trommel einen Punkt. Damit nun bei mehrfacher Wiederholung des Druckes die verschiedenen Punkte nicht auf einander fallen können, kann die Farbenbüchse *M* durch die Schraube *t* verschoben werden. Die Feder *F* schnappt in Einkerbungen der Scheibe *R* ein, so dass man die Farbenbüchse um gleiche Intervalle verschieben kann. Man kann auf diese Weise 15 Einstellungen hinter einander aufzeichnen, ohne im Zweifel über die Reihenfolge der Beobachtungen zu sein.

Hat man einen solchen Beobachtungssatz ausgeführt, so muss man alsdann die Punkte ablesen und von der Trommel entfernen, um weiter beobachten zu können.

Diesem Apparate ist auch eine besondere Einrichtung zum Auffinden der Sterne gegeben, die aber in der Figur 29 nicht zu erkennen ist. Vor dem Spalte befindet sich ein um 45° geneigtes, auf beiden Seiten belegtes Spiegelchen, welches in der Mitte zum Durchlassen des Sternlichtes durchbohrt ist. Durch das Ocular *H* erblickt man das Sternbild in der vorderen Spiegelfläche und hat nun so einzustellen, dass es in der Oeffnung des Spiegels verschwindet und durch dieselbe auf den Spalt fällt.

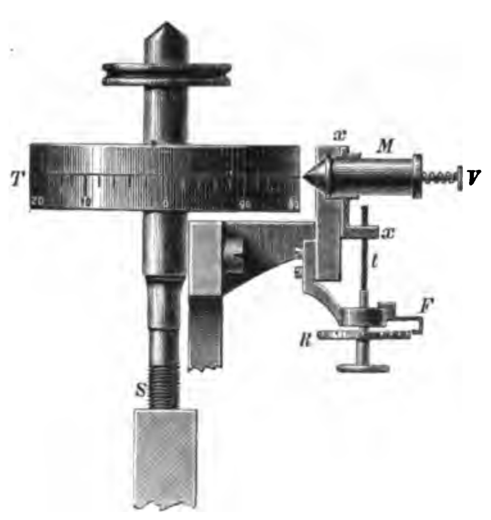


Fig. 30.

Durch die rückwärts befindliche Spiegelscheibe wird Vergleichslicht durch das Rohr *V* in das Spectroskop geworfen. An dem unter *V* befindlichen Arme kann ein Spiegel oder ein Funkenmikrometer angebracht werden.

Das Halfprism-Spectroskop.

Wir müssen nunmehr noch auf ein Spectroskop näher eingehen, welches eine von den bisherigen Constructionen völlig abweichende Einrichtung besitzt, und welches vornehmlich in Greenwich als Sternspectroskop für die feinsten Untersuchungen Anwendung findet, wir meinen das »Halfprism-Spectroskop«.

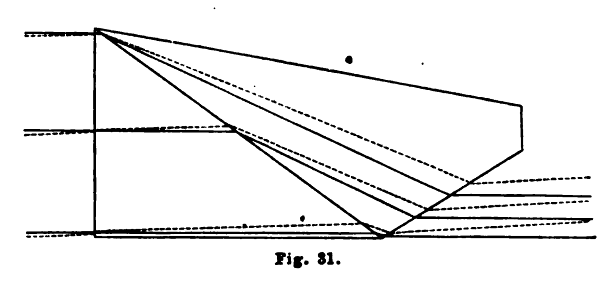
Wie schon der Name andeutet, ist das »Halfprism« als die Hälfte eines gewöhnlichen Prismas zu betrachten, indem das letztere von der brechenden Kante normal zur Basis durchschnitten wird.

Dieses Prisma wird hauptsächlich so verwendet, dass das Licht normal zu der Schnittfläche einfällt und demnach je nach der Wahl des brechenden Winkels nahe streifend austritt. Umgekehrt kann man das Licht nahe streifend auf der schrägen Fläche eintreten lassen, so dass es das Prisma normal zur Halbirungsfläche verlässt.

Ein Halfprism gerader Durchsicht erhält man entsprechend, wenn ein dreitheiliges Prisma mit gerader Durchsicht normal zur Basis des

Flintglasprismas durchschnitten wird. Da nur die geradsichtigen Halbprismen in Gebrauch sind, so wollen wir uns auch allein auf deren Besprechung beschränken.

Der Durchgang der Strahlen durch ein Halbprisma, bei normalem Eintritt auf die Halbirungsfläche, stellt sich dar wie in Fig. 31.


Fig. 31.

Die Dicke eines auf ein Prisma auffallenden parallelen Strahlenbündels bleibt nach dem Durchgange durch das Prisma nur dann ungeändert, wenn die Strahlen im Minimum der Ablenkung passiren. Je normaler ein solches Bündel auf der vorderen Fläche auffällt, um so mehr erscheint es nach den Verlassen des Prismas zusammengepresst und wird bei streifendem Austritt sogar unendlich dünn. Hiermit ist zunächst, wie wir schon pag. 14 gesehen haben, eine Vergrösserung des scheinbaren Spaltbildes verbunden und gleichzeitig also eine Vergrösserung des entstehenden Spectrums. Es tritt beim Halbprisma demnach eine bedeutende Verlängerung des Spectrums auf, die aber, da das einzelne Spaltbild mit vergrössert wird, unter keinen Umständen als eine Vermehrung der Dispersion aufgefasst werden darf.

In der Theorie der Halbprismen von Christie ist auf diese Eigenschaft derselben (Magnifying power) allerdings hingewiesen; man findet aber neuerdings häufig Angaben über die Dispersion der Halbprismen verglichen mit derjenigen einer Anzahl Flintglasprismen, wonach es scheinen könnte, als gäbe das Halbprisma thatsächlich starke Dispersionen. Dies ist aber vollständig unrichtig, da das Halbprisma sogar etwas weniger als die Hälfte der Dispersion eines dreitheiligen Prismas gibt. Die trennende Kraft eines Halbprismas ist also stets geringer als die Hälfte von derjenigen des dreitheiligen geradsichtigen Prismas, während gleichzeitig die Längenausdehnung eine beträchtlich grössere ist.

Setzt man zwei Halbprismen hintereinander, sodass von beiden die Halbirungsfläche dem Spalte zugewendet ist, so geben beide zusammen etwas stärkere Dispersion als ein dreitheiliges.

Die Nachtheile eines Halbprismas gegenüber einem gewöhnlichen Prisma lassen sich hiernach leicht zusammenfassen.

Im Verhältniss zur scheinbaren Ausdehnung des Spectrums ist dasselbe höchst unrein; es entspricht etwa einem Spectrum sehr schwacher

Dispersion unter Anwendung unverhältnissmässig starker Ocularvergrösserung.

In Folge des sehr schrägen Austritts der Strahlen treten alle Unvollkommenheiten der betreffenden Fläche in vergrössertem Masse auf, und wegen derselben Ursache ist die Lichtstärke geringer als bei gewöhnlichen Prismen.

In dem Halbprismenspectroskope werden bis zu drei Prismen hintereinander gesetzt, und man erhält durch diese Combination eine ausserordentliche Ausdehnung des Spectrums bei einer Dispersion, die etwas grösser ist als die anderthalbfache eines dreitheiligen Prismas mit gerader Durchsicht. Fig. 32 gibt den Durchschnitt durch ein solches Spectroskop Hilger'scher Construction nach einer Zeichnung von Christie.

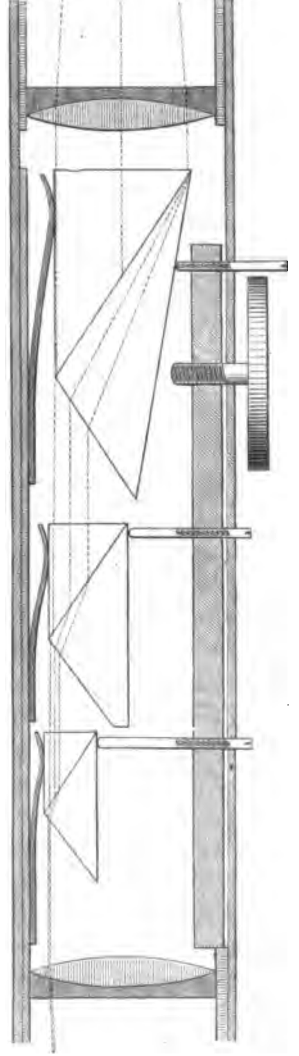


Fig. 32.

Die drei Prismen befinden sich auf federnder Unterlage und können, jedes für sich, durch drei Schrauben justirt werden. Durch Drehung der Kopfschraube können alsdann alle drei Prismen gleichzeitig so gedreht werden, dass jeder Spectraltheil in die Mitte des Gesichtsfeldes gebracht werden kann.

Ein grosser Uebelstand dieser Construction ist nun der, dass das Strahlenbündel schliesslich ausserordentlich schmal ganz seitlich im Spectroskope austritt. Es ist jedenfalls unzulässig, dass hier anstatt einer kleinen unsymmetrisch befestigten Linse eine grosse symmetrische Linse angebracht ist, welche das Licht dicht am Rande passiren muss, nur um den Vortheil einer Umkehrbarkeit dieses ganzen Theiles des Spectroskopes zu haben.

Um die Unreinheit des Spectrums ohne allzu feine Spaltstellung einigermassen zu verringern, wird zwischen Spalt und Collimatorlinse eine Concavlinse eingeschaltet, man begibt sich hiermit aber des Vortheils, den paralleles Licht gewährt.

Nach dem Vorschlage Christie's kann man nun besonders bei Sternspectren die Prismen umsetzen, so dass das Licht auf die schräge Seite einfällt und man genau das umgekehrte Verhältniss erhält, näm-

lich sehr grosse Reinheit des Spectrums, aber auch sehr geringe Ausdehnung desselben. Man muss alsdann wieder sehr starke Vergrösserungen anwenden, um genügende Ausdehnung des Spectrums zu erhalten, und hat die Nachtheile des Lichtverlustes durch das Auffallen der Lichtstrahlen auf sehr geneigte Flächen.

Es ist überhaupt nicht einzusehen, wie durch Anwendung eines Halbprismas irgend ein Vortheil entstehen kann, während die schon erwähnten Nachtheile leicht einleuchten. Man kann mit einem gewöhnlichen Prisma unter Anwendung geeigneter Vergrösserung stets alle Verhältnisse herstellen, welche das Halbprisma gewährt, in Bezug auf Ausdehnung, Dispersion und Reinheit, ohne die Nachtheile mit in den Kauf nehmen zu müssen.

Es ist daher nicht zu verwundern, dass das Halfprism-Spectroskop sich nirgends eingebürgert hat; dasselbe wird meines Wissens nur in Greenwich und vielleicht auf einigen Privatsternwarten Englands benutzt.

5. Die Protuberanzspectroskope.

Die Protuberanzen, wolkenartige, nur am Sonnenrande sichtbare Hervorragungen, wesentlich aus glühendem Wasserstoff bestehend, können direct mit dem Auge oder dem Fernrohre nur bei totalen Sonnenfinsternissen wahrgenommen werden. Der Grund hierfür liegt in dem Umstande, dass die Lichtintensität einer Protuberanz geringer ist als diejenige der durch das Sonnenlicht erhellten Erdatmosphäre in der nächsten Umgebung des Sonnenrandes. Bei totalen Sonnenfinsternissen ist dies nicht mehr der Fall, ebenso würde man in sehr beträchtlichen Höhen über der Erdoberfläche die Protuberanzen sehen können, da alsdann die Helligkeit der beleuchteten Erdatmosphäre geringer wird, als diejenige der Protuberanzen.

Das Spectrum einer Protuberanz besteht nun wesentlich aus den hellen charakteristischen Linien des Wasserstoffes, für den sichtbaren Theil des Spectrums also aus den Linien C, F und $H\gamma$. Sieht man, wie im Folgenden stets ohne ausdrückliche gegentheilige Bemerkung vorausgesetzt wird, von dem Lichtverluste innerhalb des Spectroskopes ab, so wird das Licht der Protuberanzen im Spectroskope auf die drei Spaltbilder C, F und $H\gamma$ vertheilt, und zwar so, dass die Helligkeiten von C und F weitaus diejenige von $H\gamma$ überwiegen.

Projicirt man nun das Bild des Sonnenrandes vermittels eines Fernrohres so auf den Spalt, dass der letztere den Sonnenrand tangential berührt, so erhält man das Spectrum der erleuchteten Erdatmosphäre, welches als ein abgeschwächtes Sonnenspectrum erscheint.

Befindet sich aber an dieser Stelle des Sonnenrandes eine Protuberanz, so wird deren Spectrum auf das Spectrum der Atmosphäre projicirt, und nun werden die Linien des Protuberanzspectrums sichtbar, sobald die Zerstreuung des Spectroskopes stark genug ist, um die Intensität des continuirlichen Atmosphärenspectrums unter diejenige der Protuberanzlinien herabzudrücken: die Protuberanzlinien erscheinen hell auf dem hellen, continuirlichen, mit dunklen Fraunhofer'schen Linie durchzogenen Atmosphärenspectrum.

Oeffnet man den Spalt etwas weiter, so wird hierdurch die Flächenintensität der Protuberanzlinien nicht geändert, sie werden nur breiter, wohl aber nimmt die Intensität des continuirlichen Spectrums zu, sodass die Protuberanzlinien zum Verschwinden gebracht werden können. Eine Verstärkung der Dispersion bringt in diesem Falle aber die Linien wieder zur Sichtbarkeit. Hieraus ist ohne Weiteres klar, dass zur Erkennung der Protuberanzlinien die Dispersion um so stärker genommen werden muss, je weiter der Spalt geöffnet werden soll.

Bei tangential zum Sonnenrande gestelltem Spalt entspricht die Länge der hellen Protuberanzlinien dem Durchmesser der Protuberanz an dieser Stelle; führt man daher den Spalt langsam vom Sonnenrande weg, so erhält man die aufeinander folgenden Durchmesser der Protuberanz und damit stückweise auch ihre Gestalt. Diese Methode, die Protuberanzen ihrer Gestalt nach zu jeder Zeit beobachten zu können, ist zuerst von Lockyer und Janssen angegeben worden, während die Theorie derselben bereits Monate vorher von Zöllner aufgestellt worden war.

Wenn man durch irgend ein Prisma nach einer monochromatischen Lichtquelle sieht, z. B. nach einer Natriumflamme, so erblickt man diese Lichtquelle in ihrer natürlichen Gestalt, sofern man von Verzerrungen, die von derselben Ursache wie die Linienkrümmungen herrühren, absieht. Eine Protuberanz liefert zwar kein monochromatisches Licht, wohl aber solches, dessen Strahlen so weit auseinanderliegen, dass eine dieser Strahlengattungen als von einer monochromatischen Lichtquelle herrührend betrachtet werden kann. Oeffnet man daher den Spalt eines Spectroskopes so weit, dass das ganze Bild einer Protuberanz in die Oeffnung hineinfällt, und ist gleichzeitig die Dispersion so stark, dass das continuirliche Spectrum der erleuchteten Erdatmosphäre hinreichend abgeschwächt wird, so muss im Spectroskope an den Stellen der hellen Protuberanzlinien die Protuberanz selbst in ihrer vollständigen Gestalt und in der Farbe der betreffenden Linien erscheinen.

Einzelheiten der Protuberanz, deren Helligkeit geringer ist als diejenige des continuirlichen Spectrums an der Stelle der betreffenden

Protuberanzlinie, können natürlich nicht wahrgenommen werden, und es ist leicht einzusehen, dass, je stärker die Dispersion genommen wird, um so mehr die schwächeren Partien der Protuberanz zu erkennen sind. Bei dem ohnehin nicht sehr starken Lichte der Protuberanzen hat dies natürlich eine Grenze, indem schliesslich die Absorptionen so stark werden, dass das Licht überhaupt nicht mehr zur Beobachtung ausreicht.

Die Beobachtungsverhältnisse für eine Protuberanz werden, wie wir gesehen haben, um so günstiger, je grösser der Contrast zwischen continuirlichem Spectrum und Protuberanzlinien wird. Man kann nun eine Verstärkung dieses Contrastes herstellen, nicht allein durch eine Vergrösserung der Dispersion, sondern auch durch eine Verkleinerung der Dimensionen des Fernrohrs.

Für die Brennweite f eines Objectivs müsse der Spalt des Spectroskopes auf die Weite a gebracht werden, um eine bestimmte Protuberanz in ihrer ganzen Ausdehnung überschauen zu können, der Contrast zwischen der mittleren Helligkeit der Protuberanz und derjenigen des continuirlichen Spectrums möge alsdann durch den stets echten Bruch $\frac{h}{H}$ bezeichnet werden, wobei sich h auf die Flächenintensität des continuirlichen Spectrums, H auf diejenige der Protuberanz bezieht.

Verkleinert man nun die Dimensionen des Fernrohres um die Hälfte, auf $\frac{f}{2}$, wohlbemerkt unter Beibehaltung des Verhältnisses von Brennweite zu Oeffnung, so kann die Spaltweite auf die Hälfte verringert werden, ohne dass die vollständige Sichtbarkeit der Protuberanz verloren ginge; hierdurch wird die Helligkeit des continuirlichen Spectrums um die Hälfte verringert, also auf $\frac{h}{2}$ und mithin wächst der Contrast aufs Doppelte, auf $\frac{h}{2H}$. Um nun die Protuberanz aber wieder in derselben scheinbaren Grösse zu sehen, wie bei der Brennweite f, ist es erforderlich, entweder die Ocularvergrösserung des Spectroskopes oder die Brennweite der Collimatorlinse auf das Doppelte zu vergrössern. Es tritt hierdurch wohl eine Lichtschwächung auf die Hälfte ein, aber nicht eine Aenderung des Contrastes. Die zunehmende Lichtschwäche begrenzt natürlich die Anwendbarkeit dieser Methode.

Man kann den Contrast zwischen Protuberanz und continuirlichem Spectrum sehr leicht durch eine allgemeine Formel ausdrücken, in welche die Constanten des Instrumentes eingehen, da der Contrast den letzteren stets proportional oder umgekehrt proportional ist.

Das Helligkeitsverhältniss zwischen einer Protuberanzlinie und der entsprechenden Farbe im Lichte der erhellten Erdatmosphäre bei der Einheit der Dispersion und Spaltweite sei wie oben $\frac{h}{H}$, so wird für beliebige Werthe dieser Constanten das Helligkeitsverhältniss zu $\frac{hs}{Hd}$, wo s die Spaltweite und d die Dispersion bedeuten.

Die Brennweite des Fernrohres hängt direct mit der Spaltweite zusammen, da die letztere in demselben Verhältniss verkleinert werden kann, wie die Brennweite abnimmt, es kann also in obige Formel f direct an Stelle von s gesetzt werden.

Für die Construction eines Protuberanzspectroskopes sind im Vorigen alle Regeln enthalten, und wir müssen nun zu denjenigen Vorrichtungen übergehen, welche man angewendet hat, um die Beobachtung der Protuberanzen praktisch möglichst einfach zu gestalten.

Wir haben bisher nur erwähnt, dass der Spalt tangential an den Sonnenrand zu stellen sei, selbstverständlich kann derselbe jede beliebige Lage gegen denselben haben, also auch eine radiale Stellung. In diesem letzteren Falle hat man nur zu sorgen, dass der Spalt mit dem Sonnenrande abschneidet, da sonst das besonders bei sehr weitem Spalte blendend helle Sonnenspectrum die Beobachtung unmöglich machen würde. Jedenfalls aber muss jedes Protuberanzspectroskop so am Fernrohr angebracht sein, dass eine Drehung des ganzen Spectroskopes um die Collimatoraxe ermöglicht ist.

Das einfachste und wohl am meisten zu empfehlende Verfahren, jede Stelle des Sonnenrandes auf den Spalt zu bringen, besteht darin, das Fernrohr selbst mit Hülfe der Feinbewegung so herum zu führen, dass der Spalt hierbei den Sonnenrand tangirt, der Spalt muss also selbst fortwährend gedreht werden. Es gehört zu dieser Beobachtungsart etwas Uebung und ein gutes Uhrwerk für die Fortführung des Instrumentes.

Von Zöllner rührt der Vorschlag her, das Objectiv des Refractors in einem Ringe zu befestigen, so dass bei einer Führung des Objectivs längs dieses Ringes die optische Axe einen Kegelmantel von nahe 15′ Oeffnung beschreibt. Diese Methode stösst praktisch auf grosse Schwierigkeiten, da die Einstellung des Spaltes auf den Sonnenrand ausserordentlich exact geschehen muss und daher eine Vorrichtung nothwendig wird, den Drehungswinkel entsprechend dem jedesmaligen scheinbaren Halbmesser der Sonne zu justiren.

Eine principiell gleiche Vorrichtung besitzt das in Fig. 33 abgebildete Browning'sche Protuberanzspectroskop des Potsdamer Observa-

toriums. Bei demselben ist es möglich, den Spalt excentrisch auf den Sonnenrand zu stellen und durch Drehung des Positionskreises an dem Rande herum zu führen.



Fig. 33.

Leichter auszuführen ist ein weiterer Vorschlag Zöllner's, die vom Objectiv kommenden Strahlen vor ihrer Vereinigung ein sogenanntes Reversionsprisma passiren zu lassen, durch dessen Drehung bei passenden Grössenverhältnissen des Prismas successive alle Theile des Randes auf den Spalt gebracht werden können. Es möge aber hier noch einmal hervorgehoben werden, dass bei einiger Uebung die einfache Verstellung des Fernrohres am sichersten zum Ziele führt.

Ist die Drehung des Spectroskopes um die Collimatoraxe messbar auszuführen, durch Anbringung eines Positionskreises, so kann hierdurch leicht der Positionswinkel einer Protuberanz am Sonnenrande bestimmt werden. Die Einstellung des Spaltes geschieht hierzu am besten bei tangentialer Stellung des letzteren am Orte der Protuberanz; durch eine leise Annäherung des Spaltes an den Sonnenrand muss alsdann der letztere am Orte der Protuberanz genau in der Mitte des Spectrums als schmales helles Spectrum aufblitzen.

Es ist schon darauf aufmerksam gemacht worden, dass zur Anstellung von Protuberanzbeobachtungen ein sehr gutes Uhrwerk erforderlich ist; auch dann noch besteht eine gewisse Schwierigkeit, während längerer Zeit den Spalt genau genug am Sonnenrande halten zu können; und die Feinbewegung des Fernrohres reicht manchmal nicht aus, die kleinen Unregelmässigkeiten in der Führung des Instrumentes auszugleichen. In diesem Falle hilft man sich am einfachsten durch einen leisen Druck mit dem Finger gegen das Instrument, um durch dessen Durchbiegung die letzte Correction anzubringen; es gelingt nach einiger Uebung sehr leicht, durch wechselnde Stärke des Druckes die Ausgleichung der Unregelmässigkeiten im Uhrwerke herzustellen.

Wegen ihrer starken Dispersion können die Protuberanzspectroskope

mit Vortheil auch zu allen anderen spectralanalytischen Untersuchungen der Sonnenoberfläche benutzt werden, auch zu feineren Messungen, je nach der speciellen Messvorrichtung des Spectroskopes.

Der Unterschied zwischen Sternspectroskop und Protuberanzspectroskop macht sich wesentlich nur in der stärkeren Zerstreuung des letzteren geltend, im übrigen können alle Constructionen der zusammengesetzten Sternspectroskope auch bei den Protuberanzspectroskopen angewendet werden. In der Anbringung am Fernrohr besteht aber ein Unterschied, der durch die nothwendige Drehung des Protuberanzspectroskopes bedingt wird.

Fig. 34 stellt ein Protuberanzspectroskop dar, welches sich auf dem Potsdamer Observatorium vorzüglich bewährt hat.



Fig. 34.

6. Die photographische Aufnahme der Spectra der Himmelskörper.

Obgleich die Anwendung der Photographie auf die Darstellung der Spectra erst jüngeren Datums ist, ist sie doch schon von höchster Bedeutung für dieselbe gewesen, und verspricht, eine neue Aera in derselben zu eröffnen.

Der Grund hierfür ist ein zweifacher, wenigstens soweit wir hier wesentlich von den Sternspectren zu reden haben. Einmal ist es der, wenn man so sagen darf, physiologische Unterschied zwischen dem directen Sehen und der Aufnahme durch eine lichtempfindliche Schicht, und dann ist es der Unterschied in der Wirkung der Luftunruhe auf Auge oder Platte.

Die Vorzüge, welche die Photographie bei der Darstellung des Sonnenspectrums gewährt, beruhen wesentlich nur auf der unerreichbaren Treue, mit welcher die Stärke und das Aussehen der Linien wiedergegeben wird. Bei der Helligkeit des Sonnenspectrums erblickt man bei directer Beobachtung mindestens eben so viele Linien, als sie die Photographie aufweist; auch die nachherige Ausmessung der Photographie gewährt keine grössere Genauigkeit, als die directe Messung im Beobachtungsfernrohr. Die Hauptvorzüge der Photographie treten erst bei der Darstellung und Messung schwacher Spectra auf.

Es ist völlig unrichtig, zu sagen, dass die photographische Platte empfindlicher sei, als das Auge. Viel eher findet das Umgekehrte statt, der Unterschied beruht nur darauf, dass das Auge Lichtintensitäten wahrnimmt, während die Photographie mit Lichtquantitäten arbeitet und als integrirendes Moment also die Zeit hinzutritt. Objecte, die das Auge wegen ihrer Lichtschwäche nicht mehr erkennen kann, liefern bei stundenlanger Exposition endlich diejenige Lichtmenge, welche zur Hervorbringung des nöthigen Silberniederschlages genügt. Die Dauerexposition gewährt daher sehr viel mehr, als das Auge zu leisten vermag, und in demselben Masse kann die Dispersion stärker genommen werden.

Wir haben schon auf die Eigenthümlichkeit des Auges hingewiesen, in einem sehr schmalen Lichtbande Einzelheiten nicht mehr wahrnehmen zu können, weshalb zur Verbreiterung der Sternspectra die Cylinderlinse stets angewendet werden musste. Auf der photographischen Platte erscheint natürlich das Lichtband mit allen seinen Details reell, und bei der Deutlichkeit des Sehens im Mikroskope kann nunmehr das Auge auf der Photographie ebenfalls diese Einzelheiten erkennen.

Damit fällt die Verbreiterung der Spectra durch eine Cylinderlinse und die damit verbundene Lichtschwächung fort, und dementsprechend kann wiederum die Dispersion vermehrt werden.

Hieraus wird schon ohne Weiteres die Thatsache verständlich sein, dass man bei Dauerexpositionen eine fünf- bis zehnfach so starke Dispersion anwenden kann, als bei directer Beobachtung. Hiermit aber überragt die Menge der Linien, welche auf der Photographie erkannt werden können, und die Genauigkeit ihrer Messung ganz ausserordentlich dasjenige, was die Ocularbeobachtung gewährt. Der Vortheil in der grösseren Treue der Wiedergabe der Einzelheiten des Spectrums bleibt natürlich auch bei den Sternspectren bestehen.

Auf den Nutzen der Photographie in der Spectralanalyse, dass sie durch ihre Empfindlichkeit für die violetten und ultravioletten Strahlen Spectralgegenden erschliesst, die dem Auge selbst verborgen bleiben, braucht an dieser Stelle wohl nur hingewiesen zu werden.

Die Art und Weise, wie sich bei der photographischen Aufnahme von Sternspectren die Luftunruhe äussert, gewährt dieser Methode einen neuen Vorzug vor der directen Beobachtung. Die empfindliche Schicht registrirt bei den Dauerexpositionen ein mittleres Bild aller einzelnen Momente. Herrscht im Bilde absolute Ruhe, so wird die Zeichnung so scharf, wie sie, entsprechend den optischen Theilen des Instrumentes und dem Silberkorne nach, nur werden kann. Finden Schwankungen statt, so wird ein Schwerpunktsbild entstehen, bei welchem die Oscilla-

tionen eine ihrer Amplitude entsprechende Verwaschenheit hervorrufen. Wechselt die Helligkeit der Bilder, so gibt die Photographie die mittlere Helligkeit wieder.

Hiernach ist ersichtlich, dass die Hauptschwierigkeiten, welche die Luftunruhe der directen Spectralbeobachtung bei Sternen in den Weg legt, bei der Photographie vollständig wegfallen.

Der ständige Wechsel der Helligkeit und das »Flattern« des Spectrums, die am störendsten wirken, kommen für die Photographie nur noch insofern in Betracht, als sie die mittlere Helligkeit des Spectrums vermindern, ein Uebelstand, der durch Verlängerung der Expositionszeit gehoben werden kann.

Einzig auch bei der Photographie verschlechternd wirksam ist nur die ständige Brennweitenänderung des Objectivs, durch welche eine thatsächliche Verbreiterung der Spectrallinien stattfindet, die sich auf der Photographie durch Verwaschenheit des Spectrums äussert.

Während nun bei schlechten Luftzuständen jegliche Spectralbeobachtung an Sternen überhaupt unmöglich wird, sind selbst bei grösster Unruhe der Luft noch durchaus brauchbare photographische Aufnahmen zu erhalten, und damit steigt in unseren Breiten die Anzahl der benutzbaren Beobachtungsnächte sehr beträchtlich.

Naturgemäss stehen solchen eminenten Vorzügen auch eine Reihe von Nachtheilen gegenüber, die aber das Uebergewicht der ersteren nur wenig herabdrücken können.

Während in Bezug auf die Folgen der Unruhe der Luft die Photographie in entschiedenem Vortheile vor der directen Beobachtung ist, äussert sich der Einfluss der Luftdurchsichtigkeit umgekehrt, da durch Dunst die blauen und violetten Strahlen verhältnissmässig stärker absorbirt werden, als die rothen und gelben. Aus demselben Grunde kann man auch nicht gut unter eine gewisse Höhe über dem Horizonte hinabgehen: die Grenze hierfür liegt etwas ungünstiger, als für Ocularbeobachtungen.

Die Fähigkeit der photographischen Schicht, diejenigen Theile des Spectrums, welche dem Auge nicht mehr sichtbar sind, darstellen zu können, bringt den Nachtheil mit sich, dass sie für die weniger brechbaren Theile des Spectrums nicht ausreicht. Das Maximum der Empfindlichkeit für die Bromsilbergelatineplatten, welche allein bei Sternspectralaufnahmen benutzt werden können, liegt ungefähr bei *G*. Von da nimmt dieselbe langsam ab bis weit ins Ultraviolett hinein, nach der anderen Seite etwas rascher bis gegen *F*. Die Gegend der *b*-Gruppe ist schon fast völlig unwirksam auf diese Platten. Nun gibt es zwar Methoden, durch Versetzen der Schicht mit gewissen Farbstoffen die-

selbe auch für rothe und gelbe Strahlen empfindlich zu machen; diese Methoden sind aber leider nicht so sicher, dass ohne besondere Schwierigkeiten Aufnahmen in diesen Gegenden möglich wären. Auch bleibt die Gegend zwischen *D* und *C* noch immer verhältnissmässig recht unwirksam. Es steht aber zu hoffen, dass die photographische Technik bald Mittel findet, auch diese Schwierigkeit zu überwinden.

Ein weiterer Nachtheil erwächst aus dem Umstande, dass die photographische Aufnahme vermittels Bromsilbergelatine schon bei geringen Vergrösserungen nicht mehr continuirlich erscheint, sondern den Eindruck einer rauhen Kreidezeichnung macht. Es kommt dies daher, dass die Bromsilberpartikelchen, welche in der Gelatineschicht suspendirt sind, durchaus nicht sehr fein sind, und dass sie um so gröber werden, je empfindlicher das Bromsilber wird. Da nun die Aufnahme schwacher Sternspectra bei starker Dispersion allein mit sehr empfindlichen Platten möglich ist, so hat man mit dieser Unfeinheit des Silberkornes stets zu kämpfen. Bei etwa fünffacher Vergrösserung ist das Korn schon deutlich zu unterscheiden; wendet man stärkere Vergrösserungen an, so erscheint die ganze Zeichnung als ein Conglomerat von schwarzen Punkten. Wir werden hierauf noch näher zurückkommen müssen.

Die Uebelstände, welche die unvollkommene Achromasie des Fernrohrobjectives mit sich bringt, treten bei den photographischen Aufnahmen in etwas verstärkter Weise auf. Wenn das Spectroskop auf eine bestimmte Farbe eingestellt ist, so wird durch die chromatische Abweichung wesentlich eine immer mehr zunehmende Lichtschwäche des Spectrums bedingt — gleichzeitig auch eine Abnahme der Schärfe —, je weiter man sich von der eingestellten Farbe entfernt.

Bei Ocularbeobachtungen ist dies leicht, falls man von einer Spectralgegend zu einer anderen benachbarten übergeht, durch Verschiebung des Spectroskopes im Sinne der optischen Axe wieder gut zu machen. Bei den photographischen Aufnahmen ist aber jedesmal eine neue Aufnahme erforderlich. Besonders störend wird die fehlerhafte Achromasie bei den gewöhnlichen Objectiven für die blauen und violetten Strahlen, also gerade für die wichtigsten bei der Photographie. Aus diesem Grunde empfiehlt sich für photographische Spectralaufnahmen die Anwendung eines für die brechbareren Strahlen compensirten Objectives.

Ueber das photographische Verfahren bei Aufnahmen von Sternspectren selbst braucht nur Weniges bemerkt zu werden.

Bei der Wahl der Platten soll neben möglichster Empfindlichkeit die möglichste Feinheit des Silberkornes massgebend sein. In manchen Fällen empfiehlt es sich, lieber eine etwas weniger empfindliche und dafür entsprechend feinkörnige Gelatine zu benutzen.

Man findet vielfach die Ansicht ausgesprochen, dass das Entwickelungsverfahren einen bedeutenden Einfluss auf die Feinheit des Silberkornes besitze; diese Meinung ist aber eine durchaus irrige. Die nachherige Feinheit des Silberkornes hängt ganz allein von der ursprünglichen Feinheit ab, mit welcher die Bromsilberpartikelchen in der Gelatine mechanisch vertheilt sind, und nicht von der späteren Behandlung beim Entwickeln; ebenso wenig wie hier ein Entwickler andere Resultate geben kann, als ein anderer, hat auch ein Zusatz von Bromkalium einen Einfluss auf die Stärke des Silberkornes.

In ähnlicher Weise verhält es sich nach meinen Erfahrungen auch mit dem Einfluss, welchen die Art des Entwickelns auf die Empfindlichkeit der Platte ausübt. Es scheint in dieser Beziehung kein Unterschied in der Wirkung von Eisenoxalat, Pyrogallussäure oder Hydrochinon zu bestehen, sofern man nur jeden Entwickler in möglichst concentrirter Form anwendet. Ein thatsächlicher Unterschied tritt nur auf, wenn es sich darum handelt, von den Negativen Copien herzustellen. Bei gleichen Verhältnissen wirkt ein Negativ, durch Pyrogallussäure hervorgerufen, besser, als ein mit oxalsaurem Eisen entwickeltes, in Folge der etwas gelblichen Färbung des ersteren.

Wegen der Einfachheit der Manipulation und der unbegrenzt langen Haltbarkeit der Vorrathsflüssigkeit kann der Eisenentwickler für alle spectralanalytischen Aufnahmen besonders empfohlen werden; es ist nur Sorge zu tragen, die Lösung des Eisenvitriols stets durch Zusatz von Schwefel- oder Citronensäure stark sauer reagirend zu erhalten.

Eine Vermehrung der Empfindlichkeit kann erreicht werden durch eine vorsichtige Vorbelichtung der Platte, die aber nie so weit gehen darf, dass ein Schleier auftritt, und durch Baden der Platten vor dem Entwickeln in ganz schwacher Lösung von unterschwefligsaurem Natron. Ein Zusatz von unterschwefligsaurem Natron zum Entwickler selbst ist weniger anzurathen, da hierdurch fast immer Schleier entstehen. Bei zu schwach gerathenen Aufnahmen kann eine gewisse Verbesserung durch Verstärkung mit Quecksilberchlorid und Ammoniak erreicht werden; durch dieses Verfahren wird aber, da die nunmehr das Bild zusammensetzenden Partikelchen von Quecksilberoxydul grösser sind, als diejenigen des metallischen Silbers, das Korn ein gröberes.

Die Expositionszeit bei Sternspectralaufnahmen kann für die verschiedenen Objecte nur durch Versuche ermittelt werden. Für einen bestimmten Apparat mit bestimmter Dispersion hängt dieselbe nicht nur von der Helligkeit der Sterne ab, sondern ganz besonders von dem Spectraltypus. Am raschesten wirken natürlich die weissen Sterne des 1. Typus, bei denen das Blau und Violett sehr hell ist. Bedeutend

längere Expositionszeit ist für die Sterne der 2. und noch beträchtlich längere für diejenigen der 3. Classe erforderlich, weil bei diesen die brechbareren Strahlen sehr stark absorbirt sind. Für die Aufnahme von Cometen- oder Nebelspectren lässt sich absolut keine Regel aufstellen, es kommt hierbei fast in jedem einzelnen Falle auf blosses Probiren an.

Besondere Schwierigkeit bereitet die Aufnahme von Spectren, in welchen neben sehr starken dunklen Linien sehr feine und zarte vorkommen, wie z. B. bei α Lyrae. Die Expositionszeit, welche erforderlich ist, um die kräftigen Linien in bester Schärfe und Deutlichkeit zu ergeben, ist für die schwachen Linien bereits zu lang gewesen, dieselben erscheinen auf solchen Aufnahmen gar nicht mehr. In solchen Fällen bleibt nur übrig, neben den Aufnahmen mit der richtigen Expositionszeit auch unterexponirte matte Aufnahmen herzustellen, in welchen dann auch die feinsten Linien sichtbar werden. Im Allgemeinen muss überhaupt die Praxis lehren, welcher Stärkegrad für jede Art der Spectra am günstigsten ist, bei welcher Expositionszeit das meiste Detail auf den Aufnahmen erscheint. Aus diesem Grunde ist sehr auf den Luftzustand, besonders auf die Durchsichtigkeit der Luft zu achten, da man hiernach die Expositionszeit zu variiren hat.

Wir haben bereits erwähnt, dass die Sternspectralaufnahmen ohne Cylinderlinse angestellt werden können, da selbst bei ganz minimaler Breite des Spectrums die Linien gut erkannt und gemessen werden können.

Spectra von einer gewissen Breite sind aber natürlich besser, oder vor allem gefälliger aussehend, und deshalb empfiehlt es sich, die ganz fadenförmigen Spectra nur bei den schwächsten Objecten herzustellen, bei den helleren aber das Spectrum lieber etwas breiter aufzunehmen, als die Expositionszeit abzukürzen.

Man kann alsdann vor dem Spalte eine Cylinderlinse anbringen, viel vortheilhafter ist aber das Verfahren, den Stern nicht genau auf einem Punkte des Spaltes zu halten, sondern denselben um die gewünschte Breite des Spectrums auf dem Spalte hin- und herzuführen. Am einfachsten geschieht dies dadurch, dass man den Gang der Uhr etwas modificirt, so dass der Stern langsam die kleine Strecke in Folge der Differenz von Uhrgang gegen Sternzeit zurücklegt. Ist der Stern am Ende dieser Strecke angekommen, so wird er durch die Feinbewegung auf den Anfangspunkt wieder zurückgebracht. Durch mehrmaliges Laufenlassen erhält man bei gut gleichförmigem Uhrgange Spectra von durchaus gleichförmiger Stärke ohne störende Längslinien.

Sehen wir von den photographischen Aufnahmen des Sonnenspec-

trums ab und beschränken uns nur auf die Aufnahme von Spectren der Fixsterne, Planeten, Cometen und Nebelflecke, so sind die Instrumente, welche hierzu geeignet sind, die zusammengesetzten Sternspectroskope, bei denen nur an Stelle des Oculars die photographische Camera tritt. Eine Forderung bei Sternspectrometern tritt aber bei den Sternspectrographen in verstärktem Masse hervor, es ist die Bedingung der vollständigen Stabilität während der oftmals stundenlangen Expositionszeit.

Diese muss einmal hergestellt sein gegen Durchbiegung, da die Lage des Instrumentes während einer langen Aufnahme beträchtlichen Aenderungen unterworfen ist, dann aber auch gegen Temperaturdifferenzen, da letztere eine Aenderung der Dispersion und Ablenkung verursachen.

Diese Bedingungen werden wir bei den älteren Spectrographen nicht ausdrücklich berücksichtigt finden, da bei den geringen Dispersionen, die bei denselben verwendet wurden, beide Fehlerquellen von untergeordneter Bedeutung sind. Ihr Einfluss wächst mit der Dispersion und überhaupt mit der Exactheit der Aufnahmen; wir werden als einen Apparat, bei dessen Construction die obigen Bedingungen in erster Linie massgebend gewesen sind, den grossen Spectrographen zu Potsdam kennen lernen.

Die ersten photographischen Sternspectra sind von Huggins im Jahre 1864 erhalten worden; von 1879 an datiren seine besseren Aufnahmen. Huggins benutzte hierzu ein Spiegeltelskop von 18 Zoll Oeffnung.

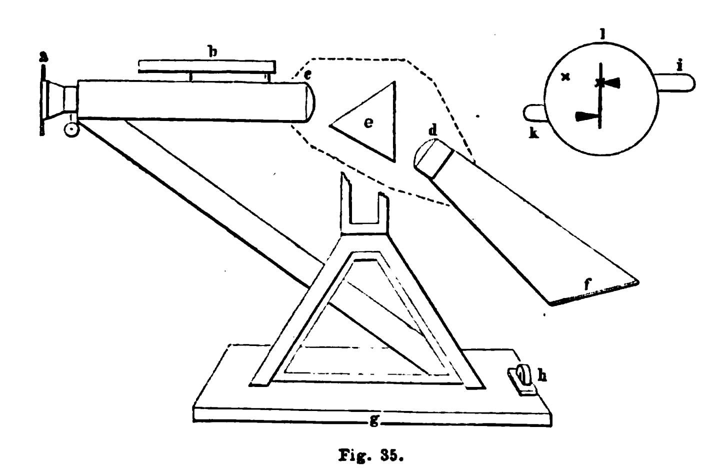


Fig. 35.

Die Einrichtung seines Spectrographen erhellt aus der beistehenden Fig. 35.

Das Kalkspathprisma *e* von 60° brechendem Winkel befindet sich im Minimum der Ablenkung für die Linie *H*.

Collimator- und Camera-Linsen, *c* und *d*, sind aus Quarz: die Wahl dieser Medien ist bedingt durch die bessere Durchsichtigkeit für die ultravioletten Strahlen. Das Rohr *b* am Collimatorrohre, parallel zu letzterem, dient in Verbindung mit dem Oculare des Teleskopes zur Justirung des ganzen Apparates. Die Bewegung desselben erfolgt durch die Schraube *h*.

Auf der Spaltplatte befinden sich zwei Klappen, welche vermittels der Knöpfe *i* und *k* regiert werden können, sodass eine Hälfte des Spaltes beliebig geöffnet oder verschlossen werden kann, um neben dem Spectrum des Gestirnes dasjenige einer anderen Lichtquelle aufzunehmen. Die photographische Platte befindet sich in *f*. Die Form des Apparates muss naturgemäss eine möglichst compendiöse sein, da derselbe in das Rohr des Spiegelteleskopes eingesetzt ist und entsprechend seinem Querschnitte Licht absorbirt.

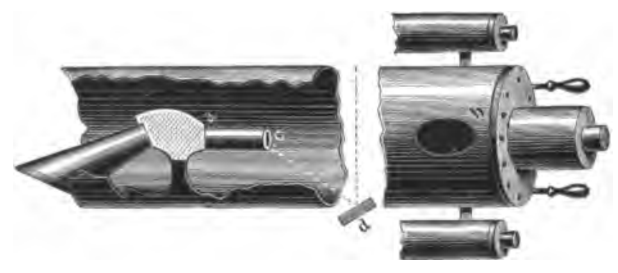


Fig. 36.

Aus Fig. 36 ist die Anbringung des Spectrographen im Rohre ersichtlich. Hier ist auch die Vorrichtung zu erkennen, welche gestattet, den Stern auf dem Spalte festzuhalten. In der Mitte des durchbohrten Teleskopspiegels ist anstatt des Oculars ein Galileisches Fernrohr eingesetzt, durch welches man den Spalt des Spectrographen beobachten kann.

Durch das seitlich angebrachte kleine Spiegelchen *d* wird die Spaltplatte durch inaktinisches (Natrium-) Licht beleuchtet, und man erkennt nun im Fernrohre, ob das Bild des Sterns sich auf dem Spalte befindet oder nicht.

Die photographischen Sternspectralaufnahmen von H. Draper*) sind zum Theil mit einem 11-zölligen Refractor, zum Theil mit einem 28-zölligen Spiegelteleskope erhalten, welche beide auf demselben Stativ montirt waren. Der zu diesen Untersuchungen hauptsächlich angewendete Spectrograph besass zwei Flintglasprismen von 60° brechendem Winkel.

*) Researches on Astronomical Spectrum-Photography by the late Professor H. Draper. By Proff. Young and Pickering. Cambridge 1884.

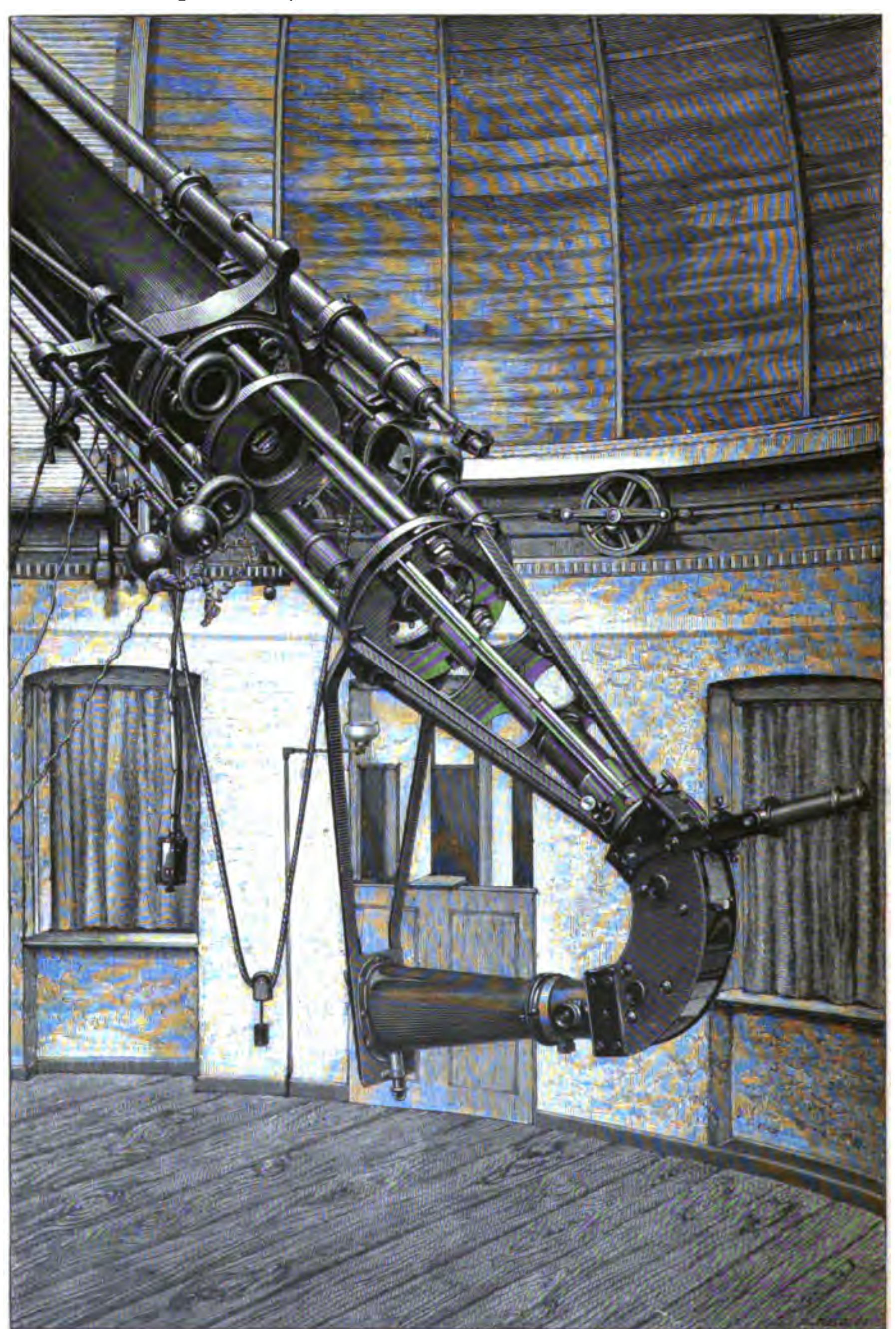


Fig. 37.

Auf dem Spalt war eine verschiebbare Klappe angebracht, um verschiedene Aufnahmen auf derselben Platte erhalten zu können. Die Spaltplatte wurde nicht direct beleuchtet, sondern war mit Balmain'scher Leuchtfarbe versehen. Hinter der photographischen Platte befand sich ein Ocular, vermittels welches die rothen und gelben Partien des Spectrums während der Aufnahme betrachtet werden konnten, wodurch die Stellung des Sternes auf dem Spalte controlirt wurde.

Die Anordnung des grossen Potsdamer Spectrographen ist aus nebenstehender Fig. 37 ersichtlich. Der ganze Ocularkopf des elfzölligen Refractors ist abgenommen, seine Stelle nimmt ein starkes Gestell aus drei eisernen Stangen ein, an dessen einem Ende der Spectrograph durch Schrauben verstellbar angebracht ist. Das Collimatorrohr befindet sich der Stabilität halber in einem conischen Gestell aus T-förmigen stählernen Trägern. Es ist in demselben durch einen Trieb beweglich angebracht, und seine Stellung ist durch eine Scala messbar.

Auf das Collimatorrohr folgt der sehr fest construirte Behälter für die beiden stark dispergirenden Rutherfurd'schen Prismen. An denselben schliesst sich die conische Camera an, deren Ende der Stabilität halber durch Träger mit dem oberen Ende des Collimatorkörpers verbunden ist. Durch diese Verbindung ist ein völlig starres System hergestellt, welches keine merklichen Durchbiegungen zeigt.

Ebenfalls zum Zwecke der Stabilität ist die Kammer selbst nicht verstellbar, vielmehr wird durch einen Trieb mit getheilter Trommel das Objectiv verstellt. Collimator- und Objectivlinse sind für die chemischen Strahlen achromatisirt.

In den Strahlenkegel des Refractorobjectivs ist in etwa 40 Centimeter Entfernung vom Spalte eine Geissler'sche Röhre (Wasserstoff) eingeschaltet. Das Sternspectrum erscheint daher durchzogen von der $H\gamma$-Linie, und diese dient als Anhalt zur Messung der Linienverschiebung in Folge der Bewegung des Sternes im Visionsradius. Ganz abgesehen hiervon, erfüllt dieselbe aber auch den wichtigen Zweck, die nöthige Beleuchtung zum Halten des Sternes auf dem Spalte zu liefern.

Die Vorrichtung selbst ist sehr sinnreich und jedenfalls die beste dieser Art. Derjenige Theil des vom Spalte kommenden Lichtes, welcher von der vordersten Prismenfläche reflectirt wird, wird durch ein im geeigneten Winkel befestigtes kleines Fernrohr aufgefangen. Da die Strahlen aus dem Collimatorrohr parallel austreten, so muss dieses Fernrohr auf Unendlich eingestellt werden, und man erblickt alsdann den von der Geissler'schen Röhre erleuchteten Spalt und in demselben als feinen Lichtpunkt den Stern. Es ist nun ein Leichtes, mit Hülfe der Feinbewegung des Refractors den Stern ganz genau auf der Mitte des Spaltes

zu halten, der natürlich parallel zur täglichen Bewegung gestellt ist. Die geringste Abweichung des Sternes von der normalen Stellung im Sinne der Spaltbreite zeigt sich sofort durch den Reflex des Sternes an den Spaltkanten.

Eine weitere Vorrichtung zur Controle des Spectrums ist am unteren Ende der Camera angebracht. Ausserhalb der empfindlichen Platte dort, wo etwa die *b*-Gruppe des Sonnenspectrums sich befindet, ist ein kleines, total reflectirendes Prisma eingesetzt, an welches sich ein Ocular anschliesst. Vermittels dieses Oculars kann der grüne Theil des Spectrums direct beobachtet werden. Wegen der Schmalheit des Spectrums und seiner Lichtschwäche können Einzelheiten in demselben nur bei den hellsten Objecten erkannt werden; diese Einrichtung bezweckt lediglich eine Controle für die Einstellung auf den Spalt. Wenn in dem direct gesehenen Spectrum das Maximum der Helligkeit durch gelinde Bewegung der Declinationsfeinstellung hergestellt ist, befindet sich das Bild des Sternes in seiner besten Stellung auf dem Spalte. Man kann sich alsdann in dem kleinen Fernrohre den Anblick merken, den das Bild des Sternes in dieser Stellung auf den Spalt gewährt, und lernt hierdurch am besten dieselbe für späterhin kennen.

Um im Sinne der Spaltrichtung die Mitte des Spaltes mit genügender Genauigkeit schätzen zu können, darf derselbe nicht zu lang sein, seine Länge beträgt im vorliegenden Falle 2 Millimeter.

Ueber die ausserordentlich exacten Resultate, welche mit diesem Apparate zu erzielen sind, wird im dritten Theile dieses Buches genauer zu berichten sein.

Die Ausmessung von Spectralaufnahmen, besonders aber von Sternspectralphotographien, ist eine bedeutend leichtere Arbeit als das directe Messen am Fernrohre und gewährt eine ungleich grössere Genauigkeit. Es beruht dies auf dem unveränderten Anblicke, den die Photographie gewährt, sowie auf der Ruhe, mit welcher die Messung in bequemer Stellung des Körpers ausgeführt werden kann. Man darf indessen über das Ausmessen von Sternspectralphotographien nicht als über eine Beobachtungsart urtheilen, die jeder ohne Vorkenntnisse ausführen könne. Die Ausmessung solcher Aufnahmen gehört ebenso gut zur Beobachtungskunst, wie jede andere Beobachtung; sie kann nur durch Uebung erworben werden, und zu ihrer Ausführung ist eine grosse Erfahrung erforderlich.

Die Messung kann unter einem beliebigen Mikroskope geschehen bei nicht allzu starker Vergrösserung. Die Stärke der letzteren richtet sich nach der Feinheit des Silberkornes und nach der Schärfe der Aufnahme überhaupt, im Allgemeinen wird man nicht über eine 25fache

Vergrösserung gehen dürfen, für die meisten Fälle ausreichend erscheint eine 12- bis 15fache.

Die Einstellung geschieht bei starken Vergrösserungen am besten mit einem einzelnen, möglichst feinen Faden, bei schwächeren kann man mit Vortheil Doppelfäden verwenden.

Manche Linien sind so schwach, dass sie wohl eben unter dem Mikroskope zu sehen sind, dass sie aber bei Annäherung des Fadens verschwinden. In solchen Fällen kann man sich dadurch gut helfen, dass man sich irgend ein stärkeres Silberkorn oder eine kleine Verunreinigung der Gelatine, welche möglichst in der Mitte der Linie steht, merkt und dann auf diese den Faden einstellt. Solche Anhaltspunkte wird man stets finden können.

Eine besondere Aufmerksamkeit beim Messen ist dem Aussehen der Linien zuzuwenden. Je nach der Stärke der Dispersion werden auf den Aufnahmen zwei oder mehrere Linien manchmal in einer einzigen vereinigt sein. An der Verwaschenheit und Breite dieser Linien lässt sich meistens schon erkennen, ob man es hier mit einer breiten Linie oder mit der Vereinigung mehrerer zu thun hat. Besonders aber ist dieser Unterschied an dem Grade der Helligkeit — es handelt sich hier nur um die Ausmessung von Negativen — zu erkennen. Bei einer Vereinigung mehrerer Linien entsteht, wenn die Componenten nicht sehr starke Linien sind, eine Linie von matterem Aussehen, als es im Allgemeinen Einzellinien zeigen.

Die Ausmessung von photographischen Sternspectren erfordert im Wesentlichen dieselbe Reduction, wie directe Messungen, also die Herstellung einer Reductionstafel oder -Curve für die Umwandlung der directen Schraubenablesungen in Wellenlängen. Bei der grossen Genauigkeit, deren diese Ausmessung aber nach den mit dem Potsdamer Spectrographen erhaltenen Erfahrungen fähig ist, und die gleichsam eine neue Epoche in der Sternspectralanalyse begründet, scheint es wünschenswerth, des Genaueren auf das hierbei angewandte Verfahren einzugehen. Wegen der starken Dispersion des Spectrographen ist der Einfluss der Temperatur auf die Grösse der Dispersion sehr merklich. Es ist aber nicht diese allein, die jeder Aufnahme eine andere Dispersion zuertheilt, sondern es ist auch die Wirkung der Temperatur auf die Brennweite des Collimator- und Projicirungsobjectivs. Dass die Brennweitenänderung beider Linsen sich addirt, ist bereits früher hervorgehoben worden.

Jedem Temperaturgrade entspricht nun eine veränderte Einstellung des Cameraobjectivs — das Collimatorobjectiv wird nicht verstellt — und dem entsprechend eine wechselnde Bildgrösse. Die Aenderung der

Bildgrösse vertheilt sich proportional auf das Spectrum, diejenige der Temperatur nicht, beide zusammen bedingen, dass die bei verschiedenen Temperaturen aufgenommenen Spectra weder einander congruent noch ähnlich sind.

Man verfährt am besten so, dass man alle Messungen auf eine einzige Temperatur und Stellung der Projectionslinse reducirt, und zwar für diejenige Temperatur, bei welcher man eine Aufnahme des Sonnenspectrums hergestellt hat. Man wählt nun, ganz wie bei der Reduction directer Beobachtungen, in diesem Sonnenspectrum Normallinien aus, deren Anzahl sich nach der Genauigkeit der Messungen zu richten hat. Bei der Wahl der Normallinien muss man von dem Gesichtspunkte der Stärke und Schärfe der Linien ausgehen, ausserdem aber vorzugsweise die Linien des Eisens wählen, da dieselben in den linienreichen Sternspectren zumeist vorherrschend auftreten.

Diese Normallinien unterzieht man sorgfältigen Messungen und stellt sich mit denselben eine Reductionscurve oder -Tafel für die Umwandlung in Wellenlängen her, die für die bestimmte und bekannte Temperatur gültig ist.

Bei der Ausmessung eines Sternspectrums bringt man letzteres gleichzeitig mit dem Normalspectrum unter das Mikroskop, indem man die beiden Aufnahmen mit der Gelatineschicht aufeinanderlegt, sodass die Linien des einen Spectrums die Fortsetzung derjenigen des anderen bilden. Es lässt sich dies immer erreichen, da die Wasserstofflinien wenigstens stets vorhanden sind (ausgenommen Cometenspectra). Das Verfahren gestaltet sich aber verschieden, je nach der Natur des Spectrums.

Für die Spectra des zweiten und dritten Typus, welche grosse Aehnlichkeit mit dem Sonnenspectrum besitzen, kann man die grössere Zahl der Normallinien ohne Weiteres identificiren. Man misst das Sternspectrum aus und notirt hierbei die Nummern der betreffenden Normallinien. Für einige Stellen der Platte, z. B. die beiden Enden und die Mitte ermittelt man nun aus der Vergleichung derselben Distanzen in Sonnen- und Sternspectrum die Reduction auf das normale Sonnenspectrum. Bei einigermassen dichtstehenden Normallinien ist diese Correction stets so klein, dass sie ohne weitere Rechnung zu den Tafelgrössen zugelegt werden kann, welche man zur Interpolation der zwischen den Normallinien gelegenen unbekannten Linien benutzt. Diese Methode, bei welcher gleichzeitig die geringen Verzerrungen der Gelatineschicht praktisch völlig eliminirt werden, zeichnet sich durch eine sehr grosse Exactheit aus.

Anders gestaltet sich die Sache, wenn in dem zu untersuchenden

Spectrum nur etwa eine der Wasserstofflinien zu identificiren ist, während alle anderen Linien als unbekannt angesehen werden müssen. Es ist dies z. B. der Fall bei den Spectren des ersten Sternspectraltypus, bei denen nur vereinzelte Metalllinien vorkommen.

Es ist für die Aufnahme solcher Spectra stets anzurathen, mindestens die künstlichen Wasserstofflinien mit aufzunehmen, um wenigstens einen Anhalt zu besitzen, der nur unsicher sein kann von der Ordnung der Linienverschiebung, wie sie durch die Bewegung des Gestirnes im Visionsradius bedingt wird.

Um aber derartige Spectra mit möglichster Genauigkeit ausmessen zu können, empfiehlt es sich, gleichzeitig ein Metallspectrum mit aufzunehmen, z. B. dasjenige des Eisens oder des Cadmiums, dessen Linien alsdann als Anhalt dienen.

Sind die Spectralaufnahmen bei Mondschein gemacht worden, so kann man kurz vor- oder nachher das Mondspectrum mit aufnehmen; keinesfalls aber empfiehlt es sich, am nächsten Tage das Sonnenspectrum als Vergleichsspectrum zu benutzen, wegen der unvermeidlichen Temperaturdifferenzen zwischen beiden Aufnahmen. Hat man kein weiteres Vergleichsspectrum zur Verfügung, so bleibt nur übrig, mit Hülfe eines bei derselben Temperatur erhaltenen Spectrums eines Sternes vom zweiten Typus die Reduction vorzunehmen. Die hierbei zu erreichende Genauigkeit ist jedoch eine geringere.

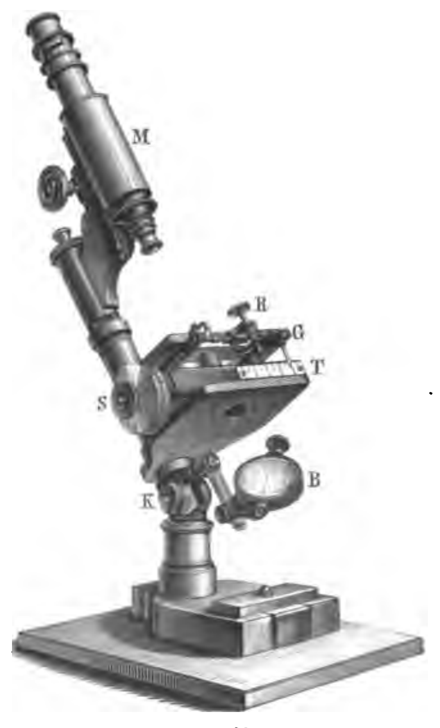


Fig. 38.

Wir haben schon erwähnt, dass die Ausmessung mit jedem beliebigen Messapparate, der genügende Genauigkeit gewährt, ausgeführt werden kann.

Die Fig. 38 ist eine Abbildung eines Messapparates, der speciell zur Ausmessung von Sternspectralphotographien in Potsdam dient, und der sich vorzüglich bewährt hat.

Derselbe besteht aus einem Mikroskope M, welches um das Knie

K geneigt werden kann, behufs bequemerer Lage des Kopfes und Schonung der Augen beim Messen.

Der Tisch *T* trägt den Mikrometerapparat, der in einer Schlittenvorrichtung, auf welcher die zu messende Aufnahme vermittels einer Schraube *R* mit Klammern befestigt wird, und der 4 Centimeter langen Mikrometerschraube mit dem getheilten Kopfe *S* besteht. Die Schraube hat eine Ganghöhe von 0.25 Millimeter, an der Trommel lässt sich damit noch $^1/_{4000}$ Millimeter ablesen.

Die Beleuchtung geschieht von unten her durch den Spiegel *B*.

Wie schon angedeutet, besteht einer der grossen Vorzüge der photographischen Aufnahme von Sternspectren gegenüber der directen Beobachtung darin, dass die Benutzung einer Cylinderlinse unnöthig wird und damit ein bedeutender Gewinn in Bezug auf Lichtstärke eintritt. Die bei exacter Pointirung des Sternes erhaltenen Spectralaufnahmen sind ausserordentlich schmal, und wenn hieraus auch für die Ausmessung kein Nachtheil entsteht, so sind derartige Aufnahmen doch nicht zur Vergrösserung, überhaupt auch nicht zu Reproductionen geeignet. Es bleibt das ungewohnte Verhältniss zwischen Längen- und Breitenausdehnung bestehen, und ausserdem tritt störend das bei Vergrösserungen sichtbar werdende Silberkorn des Negativs hinzu.

Nach einem Vorschlage von Pickering kann man durch passende Einschaltung einer Cylinderlinse in den Vergrösserungsapparat eine künstliche Verbreiterung des Sternspectrums erreichen, bei welcher auch das Silberkorn in Folge des Ausziehens desselben in ganz feine Linien verschwindet. Indessen kann man durch dieses Verfahren nur eine beschränkte Verbreiterung herstellen, und matte Aufnahmen bereiten dabei besondere Schwierigkeiten.

Ich habe deshalb einen anderen Weg eingeschlagen und einen Apparat construirt, der bei möglichster Unschädlichmachung des Silberkorns eine beliebig starke Verbreiterung des Spectrums zulässt.

Das Princip desselben beruht darauf, die in einem gewöhnlichen Vergrösserungsapparate befindliche photographische Platte während der Expositionszeit in einer zur Längsrichtung des Spectrums normalen Richtung hin- und herzuführen. Es ist wegen der Feinheit der Spectra erforderlich, diese Bewegung mit grosser Exactheit auszuführen, ferner muss sie mit constanter Geschwindigkeit erfolgen, weil sonst die Intensität des verbreiterten Spectrums eine ungleichmässige wird; weiter muss der Untergrund des Spectrums zu beiden Seiten desselben absolut undurchsichtig sein, weil sonst durch das nebenher eindringende Licht die Platte eine gleichmässige Schwärzung erfahren würde. Ein Matterwerden des Spectrums kann nicht eintreten, da der Effect derselbe ist, als wenn

das Spectrum in vielfacher Wiederholung genau untereinander aufgenommen würde. Das Silberkorn verschwindet vollständig, da jedes Körnchen in eine Linie über die ganze Breite des Spectrums ausgezogen wird; wegen der zufälligen Vertheilung des Silberkornes entsteht eine gleichmässige Helligkeit, und nur gröbere Flecken oder Stäubchen erzeugen falsche Linien, die in den meisten Fällen leicht von den wirklichen Linien zu trennen sind.

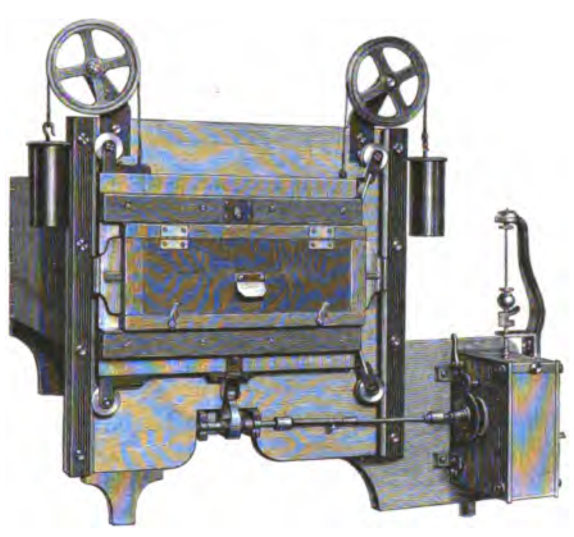


Fig. 39.

Die Einrichtung des Apparates ist die folgende (siehe Fig. 39): Vor der Vergrösserungslinse wird das Originalnegativ auf einem verstellbaren Spalte in der Weise befestigt, dass die beiden Spaltbacken genau mit der seitlichen Begrenzung des Spectrums abschliessen, hierdurch ist jegliches Seitenlicht abgehalten. Die Weite des Spaltes richtet sich natürlich nach der Breite des betreffenden Spectrums.

Die Cassette ist in einem beweglichen Rahmen befestigt, welcher vermittels vier fein gearbeiteter Rollen, von denen zwei federnd anliegen, auf zwei am Kasten des Vergrösserungsapparates befindlichen Schienen hin- und hergeführt werden kann. Die Bewegungsrichtung steht normal zur Richtung des Spaltes oder zur Längsaxe des Spectrums. Dieser durch Gegengewichte nahe ausbalancirte Rahmen nebst Cassette ruht mit leisem Drucke auf einem Excenter, dessen Form aus zwei gegeneinander gerichteten Spiralen gebildet ist, so dass bei gleichmässiger Drehung des Excenters ein Auf- und Niedergehen der Cassette mit gleichförmiger Geschwindigkeit erfolgt. Der Excenter selbst wird durch ein Uhrwerk getrieben, dessen gleichmässiger Gang auch bei wechselnder Belastung durch ein Federpendel, ähnlich dem von Repsold vielfach angewendeten, garantirt ist. Das Uhrwerk ist so regulirt, dass ein Auf- und Niedergang der Cassette in ungefähr einer halben Minute erfolgt. Da die Umkehrpunkte praktisch nicht genau functionirend hergestellt werden können, so befindet sich im Innern des Apparates vor der Cassette

ein Spalt, der mit auf- und abgeführt wird, und der, von etwas geringerer Breite als die ganze Bewegung beträgt, zu den Zeiten der Umkehr das Spectrum abblendet.

Die Linearvergrösserung des hier beschriebenen Apparates ist eine fünffache, die Breite der Spectra ist zu 15 Mill. gewählt, sodass also eine Breitenvergrösserung von etwa 150 erreicht ist.

Es ist klar, dass dieselbe durch Anwendung eines Excenters von grösseren Dimensionen beliebig gesteigert werden kann. Die Expositionszeit ist entsprechend dem Verhältniss von Breitenvergrösserung zu allgemeiner Vergrösserung gegenüber der Expositionszeit bei stillstehender Platte zu vermehren. Die diesem Buche beigefügten Tafeln der mit dem Potsdamer Spectrographen erhaltenen Sternspectra sind Reproductionen der mit Hülfe dieses Apparates hergestellten Verbreiterungen.

Spectralapparate specieller Construction.

Das Reversionsspectroskop.

Zöllner*) hat ein Spectroskop construirt, welches sehr genaue Messungen zulässt und zunächst speciell zu dem Zwecke bestimmt war, die Linienverschiebung im Spectrum der gegenüberstehenden Sonnenränder in Folge der Rotation der Sonne zu beobachten und zu messen.

Das Princip dieses Spectroskopes beruht auf der Reversion der Spectra, d. h. es werden zwei genau gleiche Spectra erzeugt, deren Farbenfolge die umgekehrte ist, und welche gegeneinander nonienartig verschoben werden können. Durch dieses Princip tritt in Bezug auf die Messungsgenauigkeit derselbe Vortheil ein, wie bei Verdoppelung der Dispersion, und gerade zu dem oben angegebenen Zwecke, zur Erkennung geringer Linienverschiebungen, ist es sehr gut geeignet. Zöllner hat dies auf drei Wegen erreicht.

Seine erste Einrichtung ist die folgende:

Die durch einen Spalt oder eine Cylinderlinse erzeugte Lichtlinie befindet sich wie bei fast allen Spectroskopen im Brennpunkte der Collimatorlinse. Die durch letztere parallel gemachten Strahlen passiren alsdann zwei Prismensysteme mit gerader Durchsicht, welche dergestalt nebeneinander befestigt sind, dass jedes die eine Hälfte der aus der Collimatorlinse tretenden Strahlenmasse hindurchlässt, jedoch so, dass die brechenden Kanten auf entgegengesetzten Seiten liegen, und hierdurch das Strahlenbündel in zwei Spectra von entgegengesetzter Richtung zerlegt wird. Das Objectiv des Beobachtungsfernrohres, welches die Strahlen wieder zu einem Bilde vereinigt, ist senkrecht zu den

*) Abhandlungen Bd. IV.



brechenden Kanten der Prismen, wie beim Heliometer, zerschnitten, und jede der beiden Hälften lässt sich sowohl parallel der Schnittlinie als auch normal zu derselben mikrometrisch bewegen. Hierdurch ist man im Stande, sowohl die Linien des einen Spectrums successive mit denen des anderen zur Coincidenz zu bringen, als auch die beiden Spectra, anstatt sie zu superponiren, unmittelbar neben einander zu lagern, oder nur zum Theil auf einander zu projiciren.

Die späteren Constructionen des Reversionsspectroskopes können leichter bei jedem beliebigen Spectroskope angebracht werden, und beruhen darauf, die Reversion entweder vor dem Objectiv oder hinter dem Ocular des Beobachtungsfernrohres eintreten zu lassen. Im ersteren Falle ist das Objectiv diametral zerschnitten, beide Hälften lassen sich jedoch nur senkrecht zur Schnittlinie verschieben.

Vor der einen der beiden Hälften des Objectivs ist ein rechtwinkliges Reflexionsprisma derartig beweglich angebracht, dass die Hypotenusenfläche senkrecht auf der zur Schnittlinie parallelen Ebene und bei normaler Einstellung parallel der optischen Axe des Fernrohres steht. Betrachtet man durch ein mit einem solchen Objective versehenes Fernrohr irgend einen Gegenstand, so erscheint derselbe in einer zur Schnittlinie des Objectivs senkrechten Richtung verdoppelt. Es hängt einerseits von den Dimensionen des betrachteten Objectes, andererseits von dem Abstande der beiden Objectivhälften ab, ob die beiden Componenten des Doppelbildes sich gerade berühren oder über einander greifen oder getrennt von einander sind. Gleichzeitig ist aber diejenige der beiden Componenten bezüglich einer zur Schnittlinie senkrechten Axe umgekehrt, deren Strahlen durch das Reflexionsprisma gegangen sind.

Im zweiten Falle enthält das Ocular ein bewegliches Reflexionsprisma in entsprechend verkleinertem Massstabe dicht vor der Collectivlinse des Oculars, so dass das Gesichtsfeld zur Hälfte von diesem Prisma verdeckt erscheint und die beiden Spectra auf diese Weise in entgegengesetzter Richtung nebeneinander beweglich sind. Da hier keine parallelen Strahlen auf das Reflexionsprisma fallen, in Folge dessen eine Aenderung der Divergenz durch das Prisma eintritt, so ist durch die verschiebbare Hälfte einer Concavlinse vor dem nicht vom Prisma bedeckten Theile des Oculars für entsprechende Correction der Brennweite gesorgt. Die Schärfe der Berührung der beiden Spectra ist beim Reversionsoculare eine bei weitem geringere als beim Reversionsobjective.

Mit dem Reversionsspectroskope ist zum ersten Male der Nachweis der Sonnenrotation in Folge der Linienverschiebung durch H. C. Vogel gelungen.

Rotirender Spectralapparat.

Mit der Construction des rotirenden Spectralapparates verfolgte Lohse*) den Zweck, eine photographische Aufnahme der ganzen Sonnenchromosphäre nebst ihren Hervorragungen zu erhalten. Der eigentliche Spectralapparat sitzt seitlich der optischen Axe des das Sonnenbild erzeugenden Fernrohres. Der Spalt steht radial zum Rande des Sonnenbildchens, welches durch geeignete Vorrichtungen bis dicht an den Rand abgeblendet ist. Als Dispersionskörper dient ein geradsichtiges Prismensystem, und das von letzterem erzeugte Spectrum wird durch einen Spalt auf eine ganz schmale Stelle bei $H\gamma$ abgeblendet.

Bei der Rotation des Apparates um die optische Axe des Hauptfernrohres wird auf der an Stelle des Oculars befindlichen photographische Platte successive das Spaltbild der $H\gamma$-Linie von allen Theilen des Sonnenrandes abgebildet.

Ausgedehntere praktische Anwendung hat dieser Apparat bisher noch nicht gefunden.

Combination von Objectivprisma mit zusammengesetztem Spectroskope.

Secchi hat die eigenthümliche und interessante Beobachtung gemacht, dass man bei gleichzeitiger Anwendung eines Objectivprismas und eines mit Spalt versehenen Spectroskopes in der Brennebene des Fernrohres von der Sonne nicht nur ein gewöhnliches Spectrum erhält, sondern ausserdem ein ovales Sonnenbild, und dass dem Rande desselben in der Nähe der C-Linie die von einer Protuberanz oder von der Chromosphäre herrührende Erhellung der Linie vorhergeht.

Die Erklärung dieser Erscheinung rührt von Camphausen**) her.

Durch das Objectivprisma wird nicht ein einziges Bild der Sonne entworfen, sondern so viele, als die Sonne Licht von verschiedener Brechbarkeit aussendet. Die über einander geschobenen Sonnenbilder liegen sich unendlich nahe; ein beliebiger Punkt im ersten hat hinter sich im zweiten den unmittelbar daran angrenzenden Punkt, im dritten einen unmittelbar hieran angrenzenden Punkt und so fort. Denkt man sich durch eine unendliche Zahl in solcher Art an einander geschichteter Bilder desselben Gegenstandes einen verticalen Durchschnitt, so muss derselbe nothwendig jeden einzelnen Punkt des Bildes genau in der Folge berühren, wie sie in dessen Ebene auf einander folgen. Ein

*) Zeitschrift für Instrumentenkunde. 1, p. 22—25.

**) Ueber die Verbindung des Sonnenspectroskopes mit einem Prisma vor dem Objectivglase des Fernrohres oder zwischen Objectivglas und Spalt. Köln 1872.

solcher Durchschnitt enthält Alles, was die Sonnenscheibe enthält, und stellt gewissermassen ein Bild der 90° um ihre Axe gedrehten scheinbaren Sonnenebene dar, dessen Durchgang die Enge des Spaltes nicht behindern würde, auch wenn es technische Mittel gäbe, einen noch viel engeren Spalt herzustellen. Damit ist aber die Sichtbarkeit des Bildes noch nicht gegeben; denn von einer Scheibe, deren sämmtliche Sehnen in der Gesichtslinie liegen, kann das Auge nichts sehen als eine Linie. Hier aber tritt die Erwägung ein, dass von allen in dem verticalen Durchschnitt enthaltenen Punkten jeder seine ihm eigenthümliche Brechbarkeit hat. Nach Durchschreitung des Spaltes an die Reihe der Prismen angelangt, wird jeder Punkt der ihm eigenen Brechbarkeit gemäss seitwärts rechts und links an den ihm gebührenden Ort gebracht, und das Auge hat das Bild der Sonne in einer Ebene vor sich. Sind die ersten Schichten der Bilder, welche dem Spalt gegenüber stehen, roth, so beginnt das Sonnenbild mit Roth; mit Gelb, wenn die ersten Schichten gelb sind, u. s. w. Es erregt auch kein Bedenken, dass von einem verticalen Durchschnitte nur bildlich die Rede sein kann, weil die von den Objectivprismen erzeugten Sonnenbilder, meist über einander geschoben, in ein und derselben Ebene liegen — abgesehen von dem Einflusse der fehlerhaften Achromasie des Objectives —, so dass der Sonnendurchschnitt nur eine Linie ist; denn auch von einer Lichtlinie, welche Punkte verschiedener Brechbarkeit enthält, wird jeder einzelne Strahl durch Prismen in der ihm zukommenden Richtung gebrochen.

Es ist hierbei vorausgesetzt, dass sowohl die Kante des Objectivprismas als auch diejenige der anderen Prismen, sowie der Spalt einander parallel sind; bei anderen Stellungen treten starke Verzerrungen des Sonnenbildes ein.

Dieselbe Erfahrung lässt sich auch machen, wenn anstatt des Objectivprismas ein geradsichtiges Prisma vor den Spalt des Spectroskopes in den Strahlenkegel des Objectivs eingeschaltet wird; die Erklärung der Erscheinung ist alsdann eine etwas verwickeltere.

Durch geeignete Wahl der Prismen lässt sich erreichen, dass das im Allgemeinen ovale Bild der Sonne rund wird, dass also mit Hülfe der oben beschriebenen Construction ein richtiges Bild der Sonne erhalten werden kann, welches die merkwürdige Eigenschaft besitzt, ein allfarbiges zu sein und dabei doch nur einfarbige Strahlen zu besitzen. Lässt man übrigens ein solches Bild durch das Gesichtsfeld laufen, so erscheinen bei weiter geöffnetem Spalte die Protuberanzen der Reihe nach in den verschiedenen Farben der Wasserstofflinien.

Meteorspectroskope.

Zur Beobachtung von Meteorspectren kann im Allgemeinen jedes in Verbindung mit einem kleinen Fernrohr stehende Spectroskop ohne Spalt dienen, zur erfolgreichen Beobachtung ist es indessen erforderlich, dass die Hauptbedingung, ein möglichst grosses Gesichtsfeld, erfüllt ist.

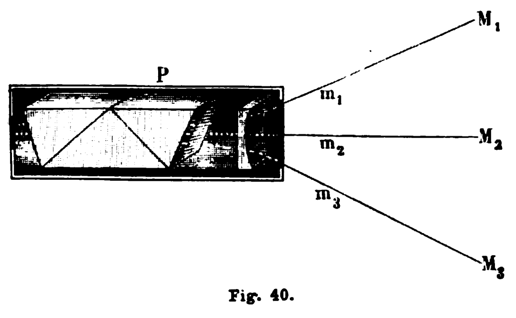


Fig. 40.

Nach dem Vorgange von v. Konkoly wird dieser Zweck am einfachsten durch Anwendung einer concaven Cylinderlinse erreicht, wie dies in Fig. 40 angedeutet ist. Das Gesichtsfeld eines derartigen Instrumentes umfasst etwa 27°; abgesehen von diesem Vortheile tritt noch ein zweiter hinzu, der darin liegt, dass die scheinbare Geschwindigkeit des Meteors ausserordentlich verkleinert wird.

Es mögen ohne weitere Beschreibungen noch zwei Abbildungen von grossen Sternspectroskopen folgen.

Fig. 41 ist nach einer Photographie des Sternspectrometers am grossen Refractor des Lick Observatory wiedergegeben. (Ausgeführt von Brashear.)

Fig. 42 gibt eine Darstellung des Sternspectroskopes für den grossen Wiener Refractor, von Töpfer gebaut.

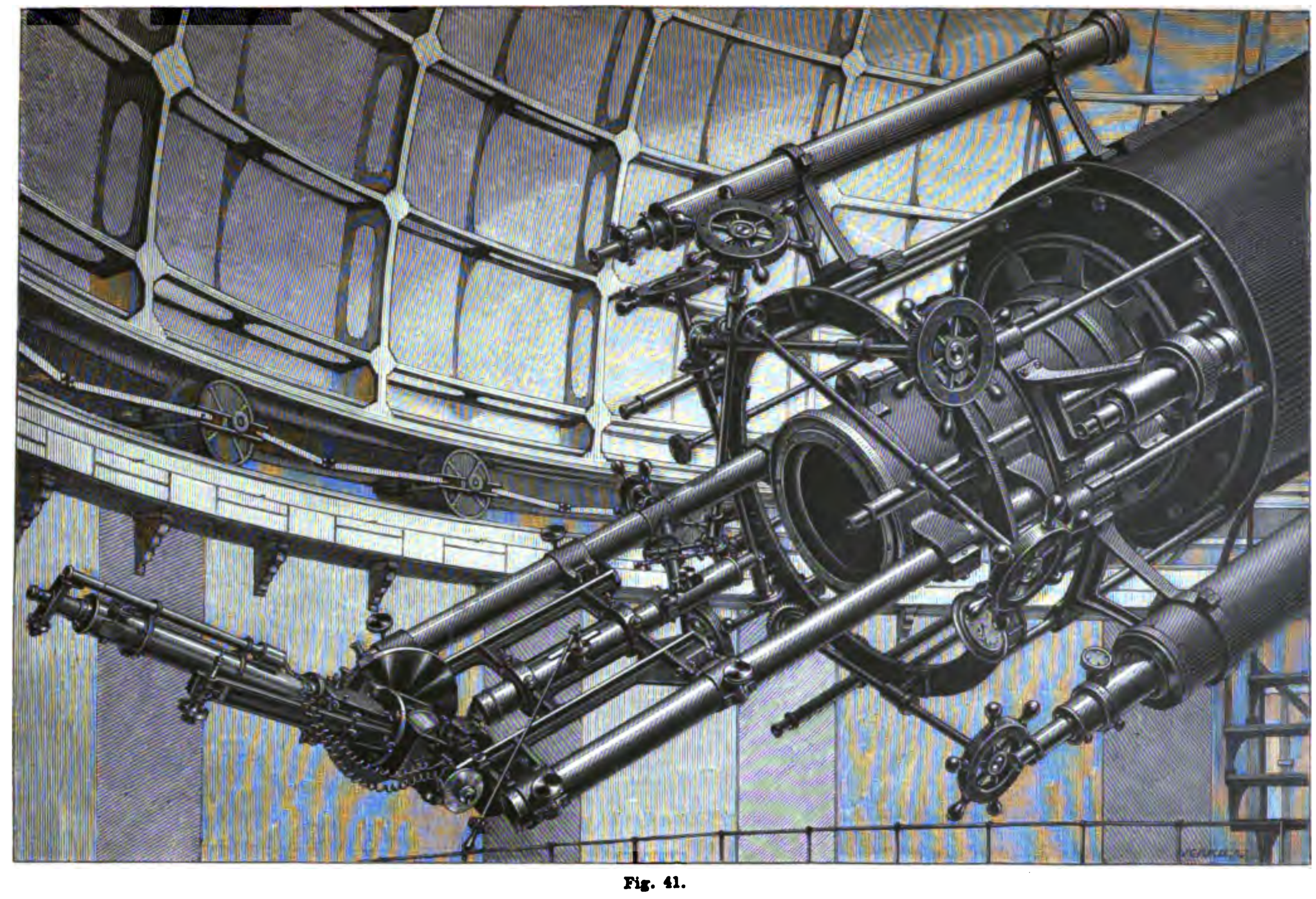


Fig. 41.

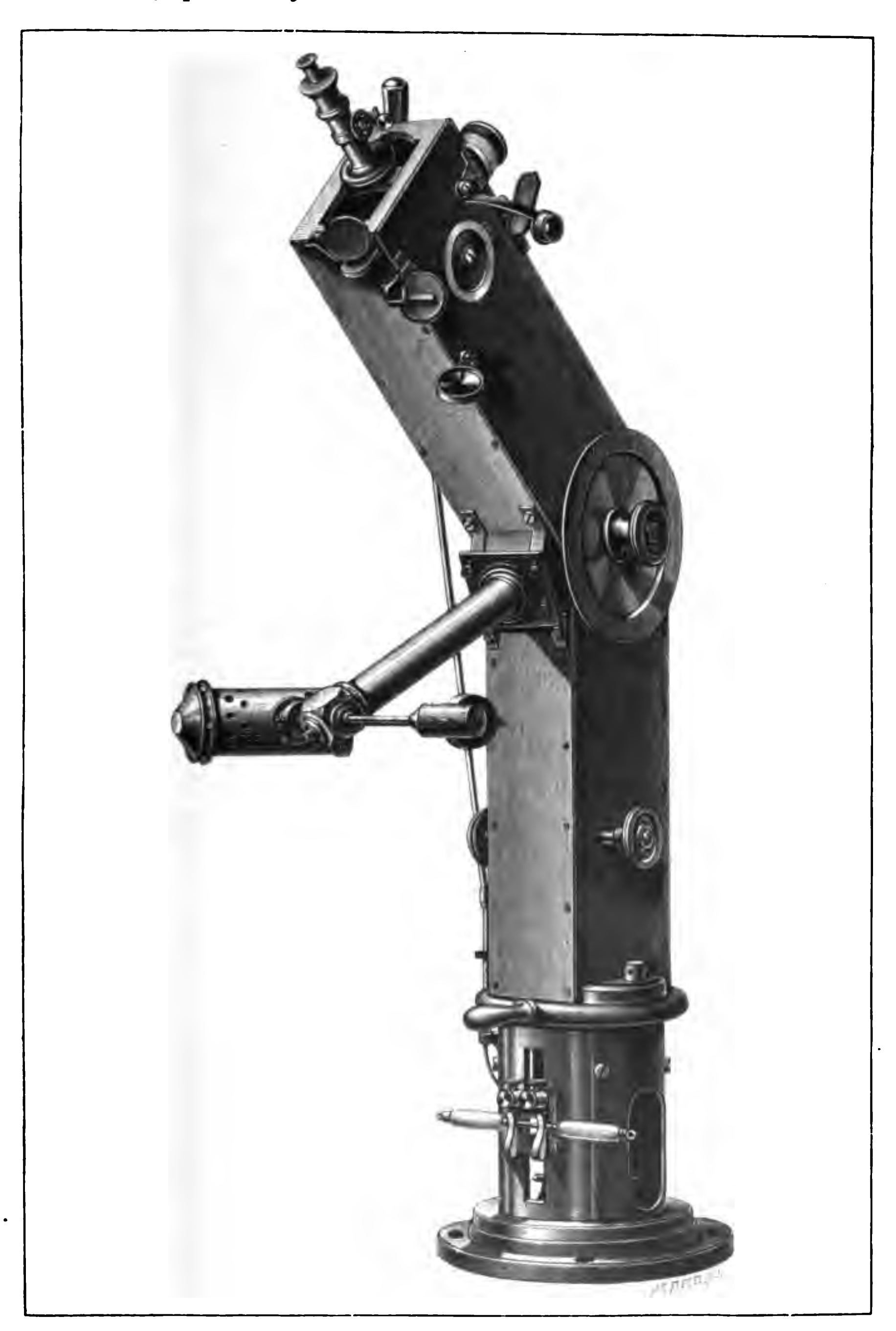


Fig. 42.

II. Theil.
Spectralanalytische Theorien.

Capitel I.
Das Kirchhoff'sche Gesetz.

Von der ersten Begründung der Spectralanalyse durch Fraunhofer bis zum theoretischen Abschluss dieser Wissenschaft durch Kirchhoff liegt eine Zeit der spectralanalytischen Forschung, in welcher wesentlich experimentelle Resultate zu Tage gefördert wurden. Daneben trifft man auch theoretische Betrachtungen an, die als Vorläufer der Untersuchungen Kirchhoff's bezeichnet werden können, und die mehrfach dem Grundgedanken dieser Untersuchungen recht nahe gekommen sind.

Die experimentellen Erfahrungen im Gebiete der Spectralanalyse bestanden wesentlich in der Kenntniss verschiedener Metallspectra und in der genaueren Darstellung des Sonnenspectrums. Auch die Spectra glühender Gase, so vor allem dasjenige des Kohlenwasserstoffes, waren recht genau bekannt. Die hauptsächlichste Anregung zum Studium des Zusammenhanges zwischen hellen Metalllinien und den Fraunhoferschen Linien des Sonnenspectrums gewährten indessen gewisse Beobachtungen am Spectrum des Natriums. Die Identität der gelben Natriumlinie mit der D-Linie des Sonnenspectrums ist mehrfach behauptet worden, dabei waren allerdings die Meinungen über die Ursache der D-Linie noch sehr weit auseinandergehend. Swan*) ist der erste, der hierüber exacte Untersuchungen angestellt hat und zu dem Resultate gelangte, dass die stets im Spectrum vorhandene gelbe Linie dem Natrium zuzuschreiben sei, deren häufiges Auftreten der weiten Verbreitung der Verbindungen dieses Metalles und dem Umstande zu verdanken sei, dass

---

*) Transact. of the Royal Society of Edinburgh. Vol. 21. Pogg. Annalen, Bd. 100.

unvorstellbar geringe Mengen desselben genügten, um die gelbe Linie im Spectrum zu erzeugen.

Eine sehr wichtige Entdeckung Foucault's*) über die directe Umkehrung der Natriumlinie im elektrischen Bogen ist lange Zeit unbeachtet geblieben, dagegen war die Existenz der atmosphärischen Linien und ihre Unterscheidung von denjenigen des Sonnenspectrums bereits früh bekannt.

Die ersten theoretischen Betrachtungen, die der Wahrheit einigermassen nahe kommen, datiren aus dem Jahre 1853 von Ångström**). Derselbe stellte den Satz auf, dass ein Körper im glühenden Zustande gerade alle die Lichtstrahlen aussenden müsse, welche er bei gewöhnlicher Temperatur absorbirt. Dieser Satz enthält allerdings schon die Grundideen des Kirchhoff'schen, aber durchaus missverstanden in seiner physikalischen Bedeutung, da derselbe erstens nur gültig sein kann für Gase und nicht für Körper im Allgemeinen, und da er zweitens nur Sinn hat, wenn Absorption und Emission auf gleiche Temperatur bezogen werden.

Dass aber Ångström seinen Satz auch in der obigen Fassung verstanden wissen wollte, geht aus einer weiteren Bemerkung hervor, wonach er als einen indirecten Beweis für diesen Satz die Entdeckung von Niepce de Saint-Victor anführt, nach welcher eine mit Chlor allein behandelte Silberscheibe durch Belichtung alle Farben des Spectrums annehmen kann, eine solche aber, welche mit einem färbenden Körper gleichzeitig behandelt ist, fast ausschliesslich die Farbe des betreffenden Körpers erhält.

Auf Grund von Untersuchungen über Wärmestrahlung und Absorption an theilweise diathermanen Platten spricht Balfour Stewart***) den Satz aus: Die Absorption einer Platte ist gleich ihrer Ausstrahlung und zwar bei jedem Temperaturgrade.

Dieser Satz ist indessen von Stewart nicht strenge bewiesen worden, auch fehlt vollständig eine nähere Präcision desselben, so dass auch hier nicht von einer wissenschaftlich gültigen Aufstellung des für das Verhältniss von Absorption und Emission massgebenden Gesetzes die Rede sein kann. Dasselbe kann in Betreff einer Aeusserung von Stokes bemerkt werden, wonach derselbe bereits 10 Jahre vor der Entdeckung des Gesetzes durch Kirchhoff gesagt hat, dass Natrium in der Sonnenatmosphäre vorhanden sei.

---

*) L'Institut 1849, p. 45.

**) Poggend. Annalen. Bd. 94.

***) Trans. of the Royal Soc. of Edinb. 1858.

Streng wissenschaftlich und zielbewusst ist nur Kirchhoff vorgegangen, der als Erster den nahen Zusammenhang zwischen Absorption und Emission entdeckte und gleichzeitig den theoretischen Beweis seines Gesetzes lehrte: Für jede Strahlengattung ist das Verhältniss zwischen dem Emissionsvermögen und Absorptionsvermögen für alle Körper bei derselben Temperatur das gleiche.

Dieser Satz und die weiter aus ihm gezogenen Folgerungen sind nun von höchster Wichtigkeit für das Studium der Spectralanalyse der Himmelskörper. Bei den Spectren der Gestirne treten im Aussehen der Linien in Bezug auf Stärke, Breite und Verwaschenheit grosse Unterschiede auf, die einen Rückschluss auf die in den Gestirnen herrschenden Temperatur- und Druckverhältnisse erlauben, und die neben der Deutung der leuchtenden oder absorbirenden Elemente wichtige Aufschlüsse über die Constitution der Himmelskörper geben. Diese Schlüsse sind allerdings einerseits aus analogen Erscheinungen im Laboratorium zu erhalten, sie sind aber vor Allem aus den Folgerungen des Kirchhoff'schen Gesetzes abzuleiten, und es soll daher im Folgenden an der Hand der Kirchhoff'schen*) und Zöllner'schen**) Untersuchungen die Abhängigkeit der Gasspectra von der Dichte und Temperatur der Gase dargestellt werden.

Den Beweis des Kirchhoff'schen Satzes wollen wir seiner fundamentalen Bedeutung wegen hier wörtlich wiedergeben, wie er in seiner ursprünglichen Form veröffentlicht worden ist.

Zunächst sind gewisse Annahmen erforderlich, welche die Grundlage des Beweises bilden und die Grenzen bestimmen, innerhalb deren der Satz gültig ist.

Die Wärmestrahlen sind ihrer Natur nach den Lichtstrahlen gleich; diese bilden eine specielle Klasse jener. Die nicht sichtbaren Wärmestrahlen unterscheiden sich von den Lichtstrahlen nur durch den Werth der Schwingungsdauer oder Wellenlänge.

Alle Wärmestrahlen gehorchen bei ihrer Fortpflanzung denselben Gesetzen, die für die Lichtstrahlen erkannt worden sind.

Ein leuchtender Körper, der in einem leeren Raume sich befindet, sendet Lichtstrahlen aus, die unabhängig von den Körpern sind, auf welche sie fallen; entsprechend sind alle Wärmestrahlen, welche ein Körper aussendet, unabhängig von den Körpern, die die Umgebung jenes bilden.

---

*) Pogg. Annalen, Bd. 109. — Untersuchungen über das Sonnenspectrum und die Spectra der chemischen Elemente. Berlin 1866.

**) Zöllner, Wissenschaftl. Abhandl. Bd. IV.

Von den Wärmestrahlen, die dem Körper von seiner Umgebung zugeschickt werden, wird ein Theil absorbirt, der andere in Richtungen, die durch Reflexion und Brechung geändert sind, wieder fortgesandt. Die von ihm gebrochenen und reflectirten Strahlen bestehen neben den von ihm ausgesendeten, ohne dass eine gegenseitige Störung stattfindet.

Durch die Wärmestrahlen, welche ein Körper aussendet, wird der Regel nach die Wärmemenge, die er enthält, einen Verlust erleiden, der der lebendigen Kraft jener Strahlen äquivalent ist, und durch die Wärmestrahlen, die er absorbirt, einen Gewinn, der äquivalent ist der lebendigen Kraft der absorbirten Strahlen. In gewissen Fällen kann aber eine Ausnahme von der Regel stattfinden, indem die Absorption und die Austrahlung andere Veränderungen des Körpers bewirkt, wie z. B. bei Körpern, die vom Lichte chemisch verändert werden, und Lichtsaugern, die durch die Ausstrahlung des Lichtes, welches sie aufgenommen haben, die Eigenschaft zu leuchten verlieren. Solche Fälle sollen ausgeschlossen werden durch die Annahme, dass der Körper die Eigenschaft besitzt, weder durch die Strahlen, die er aussendet oder absorbirt, noch durch andere Einflüsse, denen er ausgesetzt ist, irgend eine Veränderung zu erleiden, wenn seine Temperatur durch Zuführung oder Entziehung von Wärme constant erhalten wird. Unter dieser Bedingung ist nach dem Satze von der Aequivalenz von Wärme und Arbeit die Wärmemenge, welche dem Körper in einer gewissen Zeit zugeführt werden muss, um die Abkühlung zu verhindern, die in Folge seiner Strahlung eintreten würde, äquivalent der lebendigen Kraft der ausgesendeten Strahlen, und die Wärmemenge, welche ihm entzogen werden muss, um die Erwärmung durch Absorption von Wärmestrahlen aufzuheben, äquivalent der lebendigen Kraft der absorbirten Strahlen.

»Ein Körper, der in einer Hülle sich befindet, deren Temperatur der seinigen gleich ist, ändert durch Wärmestrahlung nicht seine Temperatur, absorbirt also in einer gewissen Zeit ebenso viele Strahlen als er aussendet«. Schon vor langer Zeit hat man hieraus den Schluss gezogen, dass bei derselben Temperatur das Verhältniss zwischen dem Emissionsvermögen und dem Absorptionsvermögen für alle Körper das gleiche ist. Dabei hat man vorausgesetzt, dass die Körper nur Strahlen einer Gattung aussenden. Dieser Satz ist durch Versuche, namentlich von den Herren de la Provostaye und Desains in vielen Fällen bestätigt gefunden, in denen die Gleichartigkeit der ausgesendeten Strahlen wenigstens näherungsweise insofern vorausgesetzt werden konnte, als die Strahlen dunkle waren. Ob ein ähnlicher Satz gilt, wenn die Körper gleichzeitig Strahlen verschiedener Gattung aussenden, was strenge genommen wohl immer der Fall ist, darüber ist bisher

weder durch theoretische Betrachtungen noch durch Versuche etwas ermittelt. Ich habe nun gefunden, dass jener Satz auch dann seine Gültigkeit behält, sobald man nur unter dem Emissionsvermögen die Intensität der ausgesendeten Strahlen einer Gattung versteht und das Absorptionsvermögen auf Strahlen derselben Gattung bezieht.

Das Verhältniss zwischen dem Emissionsvermögen und dem Absorptionsvermögen, diese Begriffe in der bezeichneten Weise genommen, ist für alle Körper bei derselben Temperatur dasselbe. Ich will hier den theoretischen Beweis dieses Satzes führen und dann einige merkwürdige Folgerungen entwickeln, die unmittelbar aus demselben fliessen, und die theils bekannte Erscheinungen erklären, theils neue Erscheinungen kennen lehren.

Ein jeder Körper sendet Strahlen aus, deren Qualität und Intensität von seiner Natur und seiner Temperatur abhängen. Zu diesen können unter gewissen Umständen noch andere Strahlen hinzukommen; es findet das z. B. statt, wenn der Körper bis zu einem genügenden Grade elektrisirt ist, oder wenn er phosphorescirt oder fluorescirt. Solche Fälle sollen hier ausgeschlossen sein. Wird der Körper von aussen her von Strahlen getroffen, so absorbirt er einen Theil derselben und verwandelt ihn in Wärme.

Zu dieser Absorption kann unter gewissen Verhältnissen noch eine andere kommen, was z. B. geschieht, wenn der Körper ein Lichtsauger ist, oder wenn er fluorescirt. Es wird hierbei vorausgesetzt, dass alle absorbirten Strahlen in Wärme verwandelt werden.

§ 1. Vor einem Körper C (Fig. 43) denke man sich zwei Schirme S_1 und S_2 aufgestellt, in welchen die beiden Oeffnungen 1 und 2 sich befinden, deren Dimensionen unendlich klein gegen ihre Entfernungen sind, und von denen eine jede einen Mittelpunkt hat. Durch diese Oeffnungen tritt von dem Körper C ein Strahlenbündel. Von diesem betrachte man den Theil, dessen Wellenlängen zwischen λ und $\lambda + d\lambda$ liegen, und zerlege denselben in zwei polarisirte Componenten, deren Polarisationsebenen die auf einander rechtwinkligen durch die Axen des Strahlenbündels gehenden Ebenen a und b sind.

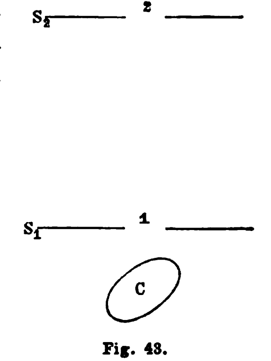


Fig. 43.

Die Intensität der nach a polarisirten Componente sei $E d\lambda$; E heisse das Emissionsvermögen des Körpers.

Auf den Körper C falle umgekehrt durch die Oeffnungen 2 und 1 ein Strahlenbündel von der Wellenlänge λ, das nach der Ebene a polarisirt ist; von diesem absorbirt der Körper einen Theil, während er

das Uebrige theils durchlässt, theils reflectirt; das Verhältniss der Intensität absorbirter Strahlen zu der der auffallenden sei A und heisse das Absorptionsvermögen des Körpers.

Die Grössen E und A hängen ab von der Natur und Temperatur des Körpers C, von der Lage und Gestalt der Oeffnungen 1 und 2, von der Wellenlänge λ und der Richtung der Ebene a. Es soll nachgewiesen werden, dass das Verhältniss von E zu A unabhängig ist von der Natur der Körper; es wird sich dabei von selbst ergeben, dass dieses Verhältniss auch nicht veränderlich mit der Richtung der Ebene a ist, und seine Abhängigkeit von der Lage und Gestalt der Oeffnungen 1 und 2 wird sich leicht ausdrücken lassen, so dass nur unbekannt bleibt, wie es von der Temperatur und der Wellenlänge abhängt.

Der Beweis, welcher für die ausgesprochene Behauptung hier gegeben werden soll, beruht auf der Annahme, dass Körper denkbar sind, welche bei unendlich kleiner Dicke alle Strahlen, welche auf sie fallen, vollkommen absorbiren, also Strahlen weder reflectiren noch durchlassen. Ich will solche Körper vollkommen schwarze, oder kürzer schwarze nennen.

Es ist nöthig, zuerst die Strahlung solcher schwarzen Körper zu untersuchen.

§ 2. Es sei C ein schwarzer Körper; sein Emissionsvermögen, das im Allgemeinen durch E bezeichnet ist, werde e genannt; es soll bewiesen werden, dass e ungeändert bleibt, wenn C durch irgend einen anderen schwarzen Körper von derselben Temperatur ersetzt wird.

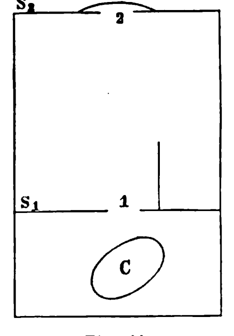


Fig. 44.

Man denke sich den Körper C in eine schwarze Hülle eingeschlossen, von der der Schirm S_1 einen Theil ausmacht; der zweite Schirm sei wie der erste aus einer schwarzen Substanz gebildet, und beide seien durch schwarze Seitenwände ringsum miteinander verbunden. Fig. 44.

Die Oeffnung 2 denke man sich zuerst durch eine gleichfalls schwarze Fläche, die ich die Fläche 2 nennen will, verschlossen. Das ganze System soll dieselbe Temperatur besitzen und durch eine für Wärme undurchdringliche Hülle, etwa durch eine geschlossene, vollkommen spiegelnde Fläche, vor Wärmeverlust nach aussen geschützt sein. Die Temperatur des Körpers C bleibt sich dann gleich, es muss daher die Summe der Intensität der Strahlen, die ihn treffen (und die er der Voraussetzung gemäss vollständig absorbirt), gleich sein der Summe der Intensitäten der Strahlen, die er aussendet.

Nun stelle man sich vor, dass die Fläche 2 entfernt und die freigemachte Oeffnung verschlossen werde durch ein unmittelbar dahinter gesetztes Stück einer vollkommen spiegelnden Kugelfläche, die ihren Mittelpunkt in dem Mittelpunkte der Oeffnung 1 hat. Das Gleichgewicht der Temperatur wird auch dann bestehen. Jene Gleichheit der Intensität der Strahlen, die der Körper C aussendet, und derer, von welchen er getroffen wird, muss also auch jetzt stattfinden. Da aber der Körper C jetzt dieselben Strahlen aussendet, wie in dem vorher gedachten Falle, so folgt, dass die Intensität der Strahlen, welche in beiden Fällen den Körper C treffen, dieselbe ist. Durch die Entfernung der Fläche 2 sind dem Körper C die Strahlen entzogen, die jene durch die Oeffnung 1 hindurchsendete, dafür wirft der an der Oeffnung 2 angebrachte Hohlspiegel diejenigen Strahlen zu dem Körper C zurück, die dieser selbst durch die Oeffnungen 1 und 2 hindurchsendet. Es ergibt sich hieraus, dass die Intensität des Strahlenbündels, welches der Körper C durch die Oeffnungen 1 und 2 ausschickt, gleich ist der Intensität des Strahlenbündels, welches die schwarze Fläche 2 bei derselben Temperatur durch die Oeffnung 1 entsendet. Jene Intensität ist also unabhängig von der Gestalt und weiteren Beschaffenheit des Körpers C. Es wäre hiermit der ausgesprochene Satz bewiesen, wenn alle Strahlen der beiden oben mit einander verglichenen Strahlenbündel von der Wellenlänge λ und nach der Ebene a polarisirt wären. Die Rücksicht auf die Verschiedenartigkeit dieser Strahlen macht etwas verwickeltere Betrachtungen nöthig.

§ 3. Bei der Fig. 45 dargestellten Anordnung denke man sich zwischen die Oeffnungen 1 und 2 eine kleine Platte P gebracht, die in den sichtbaren Strahlen die Farben dünner Plättchen zeigt, und die theils wegen ihrer geringen Dicke, theils wegen ihrer substantiellen Beschaffenheit eine merkliche Strahlenmenge weder aussendet noch absorbirt. Die Platte sei so gerichtet, dass das durch die Oeffnungen 1 und 2 tretende Strahlenbündel sie unter dem Polarisationswinkel trifft und die Einfallsebene die Ebene a ist. Die Wand, welche die Schirme S_1 und S_2 verbindet, sei so gestaltet, dass das Spiegelbild, welches die Platte P von der Oeffnung 2 entwirft, in ihr liegt; an dem Orte und an der Gestalt des Spiegelbildes denke man sich eine Oeffnung, welche ich die Oeffnung 3 nennen will. Die Oeffnung 2 sei durch eine schwarze Fläche von der Temperatur des ganzen Systemes, die Oeffnung 3 einmal durch eine eben solche Fläche, die ich als die

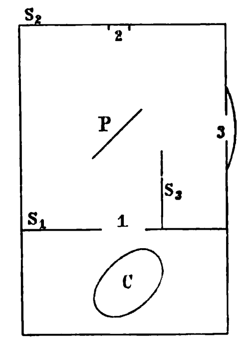


Fig. 45.

Fläche 3 bezeichnen werde, das andere Mal durch einen vollkommenen Hohlspiegel verschlossen, der seinen Mittelpunkt an dem Orte des Spiegelbildes hat, das die Platte *P* von dem Mittelpunkte der Oeffnung 1 entwirft. In beiden Fällen findet ein Gleichgewicht der Wärme statt; durch eine Betrachtung wie sie im vorigen § durchgeführt ist, folgt daraus, dass die Summe der Intensitäten, die durch Entfernung der Fläche 3 dem Körper *C* entzogen worden, gleich ist der Summe der Intensität der Strahlen, die diesem durch Anbringung des Hohlspiegels zugeführt werden.

Ein schwarzer Schirm (von der Temperatur des ganzen Systems), S_3, sei so aufgestellt, dass direct keine von den Strahlen, die die Fläche 3 aussendet, die Oeffnung 1 treffe. Die erste Summe ist dann die Intensität der Strahlen, die von der Fläche 3 ausgegangen, an der Platte *P* reflectirt und durch die Oeffnung 1 getreten sind; sie werde durch *Q* bezeichnet. Die zweite Summe setzt sich aus zwei Theilen zusammen; der eine Theil rührt von dem Körper *C* her und ist:

$$= \int_0^\infty e r^2 d\lambda \, ,$$

wo *r* eine von der Beschaffenheit der Platte *P* und der Wellenlänge λ abhängige Grösse bedeutet; der zweite Theil rührt von Strahlen her, welche von einem Theile der schwarzen Wand ausgegangen sind, die die Schirme S_1 und S_2 verbindet, die Platte *P* durchdrungen haben, von dem Hohlspiegel und dann von der Platte *P* reflectirt sind; dieser Theil werde durch *R* bezeichnet. Es ist unnöthig, den Werth von *R* näher zu untersuchen; es genügt zu bemerken, dass *R*, ebenso wie *Q*, von der Beschaffenheit des Körpers *C* unabhängig ist. Zwischen den eingeführten Grössen besteht die Gleichung:

$$\int_0^\infty e r^2 d\lambda + R = Q \, .$$

Denkt man sich nun den Körper *C* durch eine anderen schwarzen Körper von derselben Temperatur ersetzt, und bezeichnet man für diesen mit e', was man für jenen mit e bezeichnet hat, so gilt auch die Gleichung:

$$\int_0^\infty e' r^2 d\lambda + R = Q \, .$$

Hieraus folgt:

$$\int_0^\infty (e - e') r^2 d\lambda = 0.$$

Man nehme nun an, dass das Brechungsverhältniss der Platte P unendlich wenig von der Einheit verschieden ist. Aus der Theorie der Farben dünner Plättchen folgt dann, dass

$$r = \varrho \sin^2 \frac{p}{\lambda}$$

gesetzt werden kann, wo p eine mit der Dicke der Platte P proportionale, von λ unabhängige, ϱ eine von dieser Dicke unabhängige Grösse bedeutet. Hieraus wird die abgeleitete Gleichung:

$$\int_0^\infty (e - e')\, \varrho^2 \sin^4 \frac{p}{\lambda}\, d\lambda = 0\,.$$

Daraus, dass diese Gleichung für jede Dicke der Platte P, also auch für jeden Werth von p bestehen muss, lässt sich schliessen, dass für jeden Werth von λ

$$e - e' = 0$$

ist. Um den Beweis hierfür zu führen, setze man in jene Gleichung für $\sin^4 \frac{p}{\lambda}$:

$$\frac{1}{8}\left(\cos 4\frac{p}{\lambda} - 4 \cos 2\frac{p}{\lambda} + 3\right)$$

und differentiire sie zweimal nach p; man erhält dadurch:

$$\int_0^\infty \frac{(e - e')\, \varrho^2}{\lambda^2} \left(\cos 4\frac{p}{\lambda} - \cos 2\frac{p}{\lambda}\right) d\lambda = 0\,.$$

An Stelle von λ führe man nun eine neue Grösse α durch die Gleichung:

$$\frac{2}{\lambda} = \alpha$$

ein und setze:

$$(e - e')\, \varrho^2 = f(\alpha)\,.$$

Man erhält dadurch:

$$\int_0^\infty f(\alpha)\, (\cos 2p\alpha - \cos p\alpha)\, d\alpha = 0\,.$$

Erwägt man, dass, wenn $\varphi(\alpha)$ eine beliebige Function von α bedeutet,

$$\int_0^\infty \varphi(\alpha) \cos 2p\alpha\, d\alpha = \frac{1}{2}\int_0^\infty \varphi\left(\frac{\alpha}{2}\right) \cos p\alpha\, d\alpha$$

ist, wovon man sich überzeugt, wenn man $\frac{\alpha}{2}$ für α setzt, so kann man dafür schreiben:

$$\int_0^\infty \left(f\left(\frac{\alpha}{2}\right) - 2f(\alpha)\right) \cos p\alpha \, d\alpha = 0 .$$

Diese Gleichung multiplicire man mit $\cos xp \, dp$, wo x eine willkürliche Grösse bedeutet, und integrire sie von $p = 0$ bis $p = \infty$. Nach dem Fourier'schen Satze, der durch die Gleichung

$$\int_0^\infty \cos px \, dp \int_0^\infty \varphi(\alpha) \cos p\alpha \, d\alpha = \frac{\pi}{2} \varphi(\lambda)$$

ausgesprochen ist, erhält man dadurch:

$$f\left(\frac{x}{2}\right) = 2f(x)$$

oder

$$f\left(\frac{\alpha}{2}\right) = 2f(\alpha) .$$

Hieraus folgt, dass $f(\alpha)$ entweder für alle Werthe von α verschwindet oder unendlich gross werden muss, wenn α sich der Null nähert. Wenn α sich der Null nähert, wird λ unendlich. Erinnert man sich an die Bedeutung von $f(\alpha)$ und erwägt, dass ϱ ein echter Bruch ist, und dass weder e noch e' unendlich werden können, wenn λ ins Unendliche wächst, so sieht man ein, dass der zweite Fall nicht stattfinden kann, und dass daher für alle Werthe von λ

$$e = e'$$

sein muss.

§ 4. Wenn das Strahlenbündel, welches der schwarze Körper C durch die Oeffnungen 1 und 2 aussendet, theilweise geradlinig polarisirt wäre, so müsste die Polarisationsebene des polarisirten Antheiles sich drehen, wenn der Körper C um die Axe des Strahlenbündels gedreht würde. Eine solche Drehung müsste daher den Werth von e ändern. Da nach der bewiesenen Gleichung eine solche Aenderung nicht eintreten kann, so hat das Strahlenbündel keinen geradlinig polarisirten Theil. Es lässt sich beweisen, dass dasselbe auch keinen circular polarisirten Theil haben kann. Der Beweis dafür soll aber hier nicht geführt werden. Auch ohne denselben gibt man zu, dass schwarze Körper sich denken lassen, in deren Structur kein Grund liegt, wes-

halb sie in irgend einer Richtung mehr circular polarisirte Strahlen der einen Art, als circular polarisirte Strahlen der anderen Art aussenden sollten. Von dieser Beschaffenheit sollen die schwarzen Körper, die in der weiteren Betrachtung vorkommen, vorausgesetzt werden; sie geben in allen Richtungen nicht polarisirte Strahlen aus.

§ 5. Die mit e bezeichnete Grösse hängt ausser von der Temperatur und der Wellenlänge von der Gestalt und relativen Lage der Oeffnungen 1 und 2 ab. Bezeichnet man durch w_1 und w_2 die Projectionen der Oeffnungen auf Ebenen, die senkrecht auf der Axe des betrachteten Strahlenbündels stehen, und nennt s die Entfernung der Oeffnungen, so ist:

$$e = J \frac{w_1 w_2}{s^2},$$

wo J nur eine Function der Wellenlänge und der Temperatur bedeutet.

§ 6. Da die Gestalt des Körpers C eine willkürliche ist, so kann man für denselben auch eine Fläche substituiren, welche die Oeffnung 1 gerade ausfüllt, und welche ich die Fläche 1 nennen will; der Schirm S_1 kann dann fortgedacht werden. Auch der Schirm S_2 kann fortgedacht werden, wenn man das Strahlenbündel, auf welches sich e bezieht, als dasjenige definirt, das von der Fläche 1 auf die Fläche 2 fällt, welche die Oeffnung 2 gerade ausfüllt.

§ 7. Eine Folgerung aus der letzten Gleichung, die sich unmittelbar darbietet, und die später benutzt werden wird, ist die, dass der Werth von e ungeändert bleibt, wenn man die Oeffnungen 1 und 2 mit einander vertauscht denkt.

§ 8. Es soll jetzt ein Satz bewiesen werden, welcher als eine Verallgemeinerung des im letzten Paragraphen ausgesprochenen Satzes betrachtet werden kann.

Zwischen den beiden schwarzen Flächen gleicher Temperatur, 1 und 2, stelle man sich Körper vor, welche die Strahlen, die jene einander zusenden, auf beliebige Weise brechen, reflectiren und absorbiren.

Es können mehrere Strahlenbündel von der Fläche 1 nach der Fläche 2 gelangen; unter diesen wähle man eins, betrachte von demselben bei 1 den Theil, dessen Wellenlängen zwischen λ und $d\lambda$ liegen, und zerlege diesen in zwei Componenten, deren Polarisationsebenen die auf einander senkrechten (sonst beliebigen) Ebenen a_1 und b_1 sind. Was von der ersten Componente in 2 ankommt, zerlege man in zwei Componenten, deren Polarisationsebenen die auf einander senkrechten (sonst beliebigen) Ebenen a_2 und b_2 sind. Die Intensität der nach a_2 polarisirten Componente sei $Kd\lambda$. Von dem Strahlenbündel, welches auf demselben Wege wie das vorige von 2 nach 1 geht, betrachte man bei

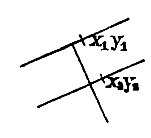
2 den Theil, dessen Wellenlängen zwischen λ und $\lambda + d\lambda$ liegen, und zerlege diesen in zwei nach a_2 und b_2 polarisirte Componenten.

Was von der ersten Componente in 1 ankommt, zerlege man in zwei Componenten, deren Polarisationsebenen a_1 und b_1 sind. Die Intensität der nach a_1 polarisirten Componente sei $K'd\lambda$. Dann ist

$$K = K' .$$

Der Beweis dieses Satzes soll zunächst unter der Voraussetzung geführt werden, dass die betrachteten Strahlen auf ihrem Wege keine Schwächung erleiden, unter der Voraussetzung also, dass die Brechungen und Reflexionen ohne Verlust geschehen, dass Absorption nicht stattfindet, und dass die aus 1 nach a_1 polarisirt austretenden Strahlen von 2 nach a_2 polarisirt ankommen, sowie umgekehrt.

Durch den Mittelpunkt von 1 lege man eine Ebene senkrecht zur Axe des hier austretenden oder ankommenden Strahlenbündels und denke sich in dieser ein rechtwinkliges Coordinatensystem, dessen Anfangspunkt jener Mittelpunkt ist. x_1, y_1 seien die Coordinaten eines Punktes der Ebene, Fig. 46. In der Einheit der Entfernung von dieser Ebene denke man sich eine zweite, ihr parallele und in dieser ein Coordinatensystem, dessen Axen parallel denen jenes sind, und dessen Anfangspunkt in der Axe des Strahlenbündels liegt. x_3, y_3 seien der Coordinaten eines Punktes dieser Ebene. In ähnlicher Weise lege man durch den Mittelpunkt von 2 eine Ebene senkrecht zur Axe des hier austretenden oder auffallenden Strahlenbündels und führe in diese ein rechtwinkliges Coordinatensystem ein, dessen Anfangspunkt der genannte Mittelpunkt ist. x_2, y_2 seien die Coordinaten eines Punktes der Ebene. In der Einheit der Entfernung dieser Ebene und ihr parallel denke man sich endlich eine vierte und in derselben ein Coordinatensystem, dessen Axen den Axen der x_2, y_2 parallel sind, und dessen Anfangspunkt in der Axe des Strahlenbündels liegt. x_4, y_4 seien die Coordinaten eines Punktes in dieser vierten Ebene.



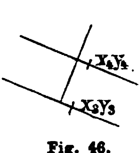


Fig. 46.

Von einem beliebigen Punkte (x_1, y_1), geht ein Strahl nach einem beliebigen Punkte (x_2, y_2); die Zeit, die er gebraucht, um von jenem Punkte nach diesem zu gelangen, sei T; sie ist eine Function von x_1, y_1, x_2, y_2, welche als bekannt vorausgesetzt werden soll. Wenn die Punkte (x_3, y_3) und (x_4, y_4) auf dem Wege des genannten Strahles liegen, so ist (wenn der Kürze wegen die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Strahles im leeren Raume als Einheit angenommen wird) die Zeit, die der Strahl gebraucht, um von (x_3, y_3) nach (x_4, y_4) zu gelangen,

$$= T - \sqrt{1 + (x_1 - x_3)^2 + (y_1 - y_3)^2} - \sqrt{1 + (x_2 - x_4)^2 + (y_2 - y_4)^2} .$$

Gesetzt die Punkte (x_3, y_3), (x_4, y_4) wären gegeben, und die Punkte (x_1, y_1), (x_2, y_2) gesucht, so würde man diese finden können aus der Bedingung, dass der oben aufgestellte Ausdruck ein Minimum ist. Nimmt man an, dass die acht Coordinaten x_1, y_1, x_2, y_2, x_3, y_3, x_4, y_4 unendlich klein sind, so drücken hiernach die folgenden Gleichungen die Bedingung dafür aus, dass die vier Punkte (x_1, y_1), (x_2, y_2), (x_3, y_3), (x_4, y_4) auf einem Strahle liegen:

$$x_3 = x_1 - \frac{\partial T}{\partial x_1}, \qquad x_4 = x_2 - \frac{\partial T}{\partial x_2},$$

$$y_3 = y_1 - \frac{\partial T}{\partial y_1}, \qquad y_4 = y_2 - \frac{\partial T}{\partial y_2}.$$

Nun sei (x_1, y_1) ein Punkt der Projection der Fläche 1 auf die Ebene der x_1, y_1, dx_1, dy_1 ein Element dieser Projection, in dem der Punkt (x_1, y_1) liegt und das von einer höheren Ordnung unendlich klein ist, als die Flächen 1 und 2 es sind. (x_3, y_3) sei ein Punkt eines Strahles, der von (x_1, y_1) ausgehend die Fläche 2 trifft, dx_3, dy_3 ein Flächenelement, in dem der Punkt (x_3, y_3) liegt, von derselben Ordnung wie dx_1, dy_1. Die Intensität der Strahlen von den bezeichneten Wellenlängen und der gewählten Polarisationsrichtung, die von dx_1, dy_1 ausgehend durch dx_3, dy_3 treten, ist dann nach § 5:

$$J dx_1\, dy_1\, dx_3\, dy_3\, d\lambda .$$

Nach der gemachten Voraussetzung gelangt die Strahlenmenge ungeschwächt auf die Fläche 2 und bildet ein Element der mit $K d\lambda$ bezeichneten Grösse. Es ist K das gehörig begrenzte Integral

$$J \iiiint dx_1\, dy_1\, dx_3\, dy_3 .$$

Hier ist die Integration nach x_3 und y_3 über diejenigen Werthe auszudehnen, welche diese Grössen nach den für sie aufgestellten Gleichungen erhalten, während x_1 und y_1 constante Werthe behalten und x_2, y_2 alle Werthe annehmen, die den Punkten der Projection der Fläche 2 auf die Ebene der x_2, y_2 entsprechen; dann ist die Integration nach x_1, y_1 über die Projection der Fläche 1 auszuführen. Das in der bezeichneten Weise begrenzte Doppelintegral

$$\iint dx_3\, dy_3$$

ist aber

$$= \iint \left(\frac{\partial x_3}{\partial x_2} \frac{\partial y_3}{\partial y_2} - \frac{\partial x_3}{\partial y_2} \frac{\partial y_3}{\partial x_2} \right) dx_2\, dy_2$$

oder nach den Gleichungen für x_3, y_3

$$= \iint \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x_1 \partial x_2} \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial y_1 \partial y_2} - \frac{\partial^2 T}{\partial x_1 \partial y_2} \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial y_2 \partial x_1} \right) dx_2\, dy_2 ,$$

wo die Integration über die Projection der Fläche 2 auszudehnen ist. Hiernach wird:

$$K = J\iiiint\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x_1\,\partial x_2}\cdot\frac{\partial^2 T}{\partial y_1\,\partial y_2}-\frac{\partial^2 T}{\partial x_1\,\partial y_2}\cdot\frac{\partial^2 T}{\partial x_2\,\partial y_1}\right)dx_1\,dy_1\,dx_2\,dy_2\;,$$

wo die Integration über die Projectionen der Flächen 1 und 2 zu nehmen ist.

Behandelt man auf dieselbe Weise die mit K' bezeichnete Grösse und benutzt dabei, dass ein Strahl dieselbe Zeit gebraucht, um den Weg zwischen zwei Punkten in dem einen oder in dem anderen Sinne zurückzulegen, so findet man für K' denselben Ausdruck, der für K gefunden ist.

Hierdurch ist der ausgesprochene Satz bewiesen unter der beschränkenden Voraussetzung, unter der er zunächst bewiesen werden sollte. Diese Beschränkung wird aber unmittelbar gehoben durch eine von Helmholtz in seiner physiologischen Optik S. 169 gemachte Bemerkung. Helmholtz sagt hier (bei etwas anderer Bezeichnung): »Ein Lichtstrahl gelange nach beliebig vielen Brechungen, Reflexionen u. s. w. von dem Punkte 1 nach dem Punkte 2. In 1 lege man durch seine Richtung zwei beliebige auf einander senkrechte Ebenen a_1 und b_1, nach welchen seine Schwingungen zerlegt gedacht werden. Zwei eben solche Ebenen a_2 und b_2 werden durch den Strahl in 2 gelegt. Alsdann lässt sich Folgendes beweisen: Wenn die Quantität i nach der Ebene a_1 polarisirten Lichtes von 1 in der Richtung des besprochenen Strahles ausgeht, und davon die Quantität k nach der Ebene a_2 polarisirten Lichtes in 2 ankommt, so wird rückwärts, wenn die Quantität i nach a_2 polarisirten Lichtes von 2 ausgeht, dieselbe Quantität k nach a_2 polarisirten Lichtes in 1 ankommen.«

Benutzt man diesen Satz und bezeichnet mit γ den Werth des Verhältnisses $\frac{k}{i}$ für die beiden Strahlen, die zwischen den Punkten (x_1, y_1) und (x_2, y_2) in dem einen und dem andern Sinne sich bewegen, so erhält man sowohl für K als für K' einen Ausdruck, der von dem gefundenen nur dadurch sich unterscheidet, dass unter dem Integralzeichen noch γ als Factor auftritt.

Die Gleichheit von K und K' findet hiernach auch dann statt, wenn γ einen verschiedenen Werth für die Strahlen hat, in welche eines der verglichenen Strahlenbündel getheilt werden kann; sie hört z. B. nicht auf, wenn ein Theil des Strahlenbündels durch einen Schirm aufgefangen wird.

§ 9. Von denselben Strahlenbündeln, die im vorigen Paragraphen mit einander verglichen sind, gilt auch der folgende Satz: Von dem Strahlenbündel, welches von 1 nach 2 geht, betrachte man bei 2 den Theil, dessen Wellenlängen zwischen λ und $\lambda + d\lambda$ liegen, und zerlege diesen in zwei Componenten, die nach a_2 und b_2 polarisirt sind. Die Intensität der ersten Componente sei $H d\lambda$. Von dem Strahlenbündel, welches von 2 nach 1 geht, betrachte man bei 2 den Theil, dessen Wellenlängen zwischen λ und $\lambda + d\lambda$ liegen, und zerlege diesen in zwei Componenten, die nach a_2 und b_2 polarisirt sind. Was von der ersten Componente in 1 ankommt, sei $H' d\lambda$. Dann ist

$$H = H' .$$

Der Beweis dieses Satzes ist der folgende. K und K' sollen dieselbe Bedeutung wie im vorigen Paragraphen haben; L und L' seien die Grössen, die aus K und K' entstehen, wenn die Ebene a_1 mit der Ebene b_1 vertauscht wird. Dann ist $L = L'$, ebenso wie $K = K'$. Weiter ist

$$H = K + L ,$$

weil senkrecht aufeinander polarisirte Strahlen nicht interferiren, wenn sie auf eine gemeinschaftliche Polarisationsebene zurückgeführt sind, falls sie Theile eines nicht polarisirten Strahles sind, und nach § 4 die Fläche 1 nicht polarisirte Strahlen aussendet.

Endlich hat man

$$H' = K' + L' ,$$

weil zwei Strahlen, deren Polarisationsebenen senkrecht aufeinander sind, nicht interferiren.

Aus diesen Gleichungen folgt:

$$H = H' .$$

§ 10. Es habe Fig. 44 dieselbe Bedeutung, die in § 3 angegeben ist, nur sei der Körper C kein schwarzer, sondern ein beliebiger. Die Oeffnung 2 sei durch die Fläche 2 verschlossen. Diese Fläche sendet durch die Oeffnung 1 auf den Körper C ein Strahlenbündel, das von diesem zum Theil absorbirt, zum Theil durch Brechungen und Reflexionen nach verschiedenen Richtungen zerstreut wird. Von diesem Strahlenbündel betrachte man zwischen 2 und 1 den Theil, dessen Wellenlängen zwischen λ und $\lambda + d\lambda$ liegen, und zerlege denselben in zwei Componenten, die nach der Ebene a und der auf dieser senkrechten Ebene polarisirt sind. Was von der ersten Componente der Absorption durch den Körper C entgeht, also die schwarze Hülle trifft, in die der Körper C eingeschlossen ist, sei $M' d\lambda$. Von den Strahlen, welche die Theile dieser Hülle dem Körper C zusenden, werden gewisse durch die Oeffnung 1 auf die Fläche 2 fallen. Durch die Vermittelung des Kör-

pers C wird so ein Strahlenbündel erzeugt, welches durch die Oeffnung 1 nach der Fläche 2 geht. Von diesem betrachte man den Theil, dessen Wellenlängen zwischen λ und $\lambda + d\lambda$ liegen, und zerlege denselben in zwei Componenten, die nach a und nach der auf a senkrechten Fläche polarisirt sind. Die Intensität der ersten Componente sei $Md\lambda$. Dann ist

$$M = M' .$$

Die Richtigkeit dieses Satzes ergibt sich aus dem vorigen Paragraphen, wenn man diesen auf alle Strahlenbündel anwendet, welche die Fläche 2 und je ein Element der schwarzen Hülle, die den Körper C umgibt, durch Vermittelung des Körpers C mit einander austauschen, und dann die Summe der Gleichungen bildet, die man so erhält.

§ 11. Man denke sich die in Fig. 45 dargestellte und in § 3 beschriebene Anordnung; nur der Körper C sei kein schwarzer, sondern ein beliebiger. In den beiden dort bezeichneten Fällen findet auch dann das Gleichgewicht der Wärme statt; auch dann muss daher die lebendige Kraft, die durch Entfernung der schwarzen Fläche 3 dem Körper C entzogen wird, der lebendigen Kraft gleich sein, die diesem durch Anbringung des Hohlspiegels zugeführt wird. Die in § 3 gebrauchten Zeichen sollen in unveränderter Bedeutung hier benutzt werden; die Zeichen E und A sollen die in § 1 angegebene Bedeutung haben. Die lebendige Kraft, die dem Körper C durch Entfernung der Fläche 3 entzogen wird, ist dann bei Rücksicht auf § 7

$$= \int_0^\infty e r A \, d\lambda .$$

Die lebendige Kraft, die der Körper C durch Vermittelung des Hohlspiegels gewinnt, setzt sich aus drei Theilen zusammen. Der erste dieser Theile rührt von Strahlen her, die der Körper C selbst aussendet; er ist

$$= \int_0^\infty E r^2 A \, d\lambda .$$

Der zweite Theil rührt her von Strahlen, die von der dem Hohlspiegel gegenüberliegenden schwarzen Wand ausgegangen sind, die Platte P durchdrungen, an dem Hohlspiegel eine und an der Platte P eine zweite Reflexion erlitten haben; er ist nach § 9

$$= \int_0^\infty e r \, (1 - r) \, A \, d\lambda .$$

Der dritte Theil endlich rührt her von Strahlen, die von verschie-

denen Punkten der schwarzen Hülle, welche den Körper C umgibt, auf diesen gefallen, durch Reflexionen oder Brechungen von ihm durch die Oeffnung 1 nach der Fläche 2 hingeworfen, und durch eine Reflexion an der Platte P, eine zweite an dem Hohlspiegel und eine dritte wieder an der Platte P durch die Oeffnung 1 zurückgetrieben sind. Benutzt man das § 10 definirte Zeichen M, so ist dieser Theil

$$=\int_0^\infty M r^2 A\, d\lambda\ .$$

Es kann zweifelhaft erscheinen, ob der erste und der dritte Theil richtig angegeben sind, wenn der Körper C gerade eine solche Lage hat, dass ein endlicher Theil des Strahlenbündels, welches die Fläche 2 durch die Oeffnung 1 ihm zusendet, von ihm wieder zur Fläche 2 zurückgeworfen wird. Solche Fälle sollen daher vorläufig ausgeschlossen sein.

Nach § 10 hat man $M = M'$ und nach der Definition von M' ist

$$M' = e\,(1 - A)\ .$$

Jener dritte Theil ist daher

$$=\int_0^\infty e\,(1 - A) r^2 A\, d\lambda\ ,$$

und es ergibt sich die Gleichung:

$$\int_0^\infty (E - A e)\, A r^2 d\lambda = 0\ .$$

Durch dieselben Betrachtungen, die in § 3 in Bezug auf eine ähnliche Gleichung angestellt sind, gelangt man von dieser zu dem Schlusse, dass für jeden Werth von λ

$$\frac{E}{A} = e\ ,$$

oder, wenn man für e seinen Werth aus § 5 setzt:

$$\frac{E}{A} = J\frac{w_1 w_2}{s^2}$$

ist.

Hierdurch ist der Satz, der in dieser Abhandlung bewiesen werden sollte, bewiesen unter der Voraussetzung, dass von dem Strahlenbündel, welches von der Fläche 2 durch die Oeffnung 1 auf den Körper C fällt, kein endlicher Theil durch diesen nach der Fläche 2 zurückgeworfen wird; dass der Satz auch ohne diese Beschränkung gilt, sieht man ein, wenn man erwägt, dass wenn die genannte Voraussetzung nicht erfüllt ist, man den Körper C nur unendlich wenig zu drehen braucht,

um ihr zu genügen, und dass durch eine solche Drehung die Grössen E und A nur unendlich kleine Aenderungen erleiden können.

Die mit J bezeichnete Grösse ist, wie in § 5 bemerkt, eine Function der Wellenlänge und der Temperatur. Es ist eine Aufgabe von hoher Wichtigkeit, diese Function zu finden. Der experimentellen Bestimmung derselben stehen grosse Schwierigkeiten im Wege; trotzdem scheint die Hoffnung begründet, sie durch Versuche ermitteln zu können, da sie unzweifelhaft von einfacher Form ist, wie alle Functionen es sind, die nicht von den Eigenschaften einzelner Körper abhängen, und die man bisher kennen gelernt hat. Erst wenn diese Aufgabe gelöst ist, wird die ganze Fruchtbarkeit des bewiesenen Satzes sich zeigen können; aber auch jetzt schon lassen sich wichtige Schlüsse aus demselben ziehen.«

Es ist bis heute nicht gelungen, auch nur annähernd die Form der Kirchhoff'schen Function zu ermitteln, andererseits aber sind einmal durch den Umstand, dass sie allein von Temperatur und Wellenlänge abhängt, und ferner durch gewisse allgemeine Eigenschaften der Function wichtige Folgerungen für die Spectralanalyse erhalten worden.

Aus dem Umstande, dass ein fester Körper erst bei einer gewissen Temperatur sichtbare Strahlen aussendet, dass also gewisse Wellenlängen im Emissionsspectrum erst bei einer bestimmten Temperatur auftreten, folgt ohne Weiteres, dass die Function J für eine bestimmte Wellenlänge λ, J_λ, unterhalb einer gewissen Temperatur Null sein muss, dass sie erst nach Ueberschreitung dieser Grenztemperatur einen endlichen Werth erhält, und mit weiter steigender Temperatur wächst. Da die Function J aber von den Eigenschaften des Stoffes gänzlich unabhängig ist, so folgt weiter, dass dieser Grenzwerth der Temperatur für alle Körper derselbe ist, dass also z. B. alle Körper bei derselben Temperatur roth zu glühen beginnen, ein Satz, der auch experimentell von Draper*) bewiesen ist. Es folgt nicht hieraus, dass auch dem Auge dieses Glühen für alle Körper gleichzeitig erscheint, da die Intensität der Lichtemission bei verschiedenen Körpern sehr verschieden ist; sie ist proportional dem Absorptionsvermögen des betreffenden Körpers für den Strahl λ. Ein sogenannter undurchsichtiger Körper, z. B. ein Metall, sendet daher bei derselben Temperatur sehr viel mehr Licht aus, als ein durchsichtiger fester Körper, letzterer mehr als ein Gas. Ein Körper, der bei den höchsten Temperaturen absolut durchsichtig bleibt, kann niemals glühen, sein Emissionsvermögen ist gleich Null.

Für eine constante Temperatur ändert sich J continuirlich mit der

*) Philos. Mag. XXX, p. 345.



Wellenlänge, so lange diese nicht denjenigen Werth erhält, bei dem für jene Temperatur J zu verschwinden beginnt.

Bei gleichbleibender Temperatur wird die Function J mit veränderlicher Wellenlänge keine auffallenden Maxima oder Minima annehmen können, und es folgt hieraus, dass, wenn in dem Spectrum eines glühenden Körpers stark hervortretende Maxima oder Minima sich zeigen, also helle oder dunkle Linien, das Absorptionsvermögen desselben, als Function der Wellenlänge der auffallenden Strahlen betrachtet, stark hervortretende Maxima oder Minima bei denselben Werthen der Wellenlänge haben muss.

Diese wichtige Folgerung enthält den Beweis für die Identität der hellen Linien eines glühenden Gases mit den dunklen Linien, die das Absorptionsspectrum dieses Gases zeigt.

Wenn die Lichtquelle ein glühender fester oder flüssiger Körper ist, so ist die Intensität des von derselben ausgesandten Lichtes ein Maximum, wenn der Körper vollständig schwarz ist; ein vor dieser Lichtquelle befindliches glühendes Gas, welches dieselbe Temperatur wie erstere besitzt, lässt das Spectrum der hinteren Lichtquelle gerade ungeändert; ist die Temperatur des Gases höher, so bleibt auf dem continuirlichen Spectrum der hinteren Lichtquelle das helle Emissionsspectrum des Gases sichtbar; ist die Temperatur niedriger, so tritt die Umkehr der Linien ein, und es entsteht das Absorptionsspectrum des Gases. Je grösser der Temperaturunterschied beider ist, um so deutlicher tritt das Absorptionsspectrum auf.

Es lässt sich nun nach Zöllner im Anschluss an die Eigenschaften der J-Function eine ganze Reihe von Erscheinungen ableiten, die in dem Spectrum der Gase in Folge von Druck- und Temperaturveränderungen auftreten.

Bezeichnet man mit E_λ eine homogene Lichtmenge von der Wellenlänge λ, welche von der Flächeneinheit einer ebenen, unendlich grossen, leuchtenden Gasschicht von der Einheit der Dicke senkrecht ausgestrahlt wird, und mit A_λ die von dieser Schicht absorbirte Lichtmenge von derselben Wellenlänge in Theilen der auffallenden Lichtmenge; bezeichnet man ferner mit $E_{\lambda m}$ die Lichtmenge, welche von der Flächeneinheit einer Schicht von der Dicke m ausgestrahlt wird, so lässt sich leicht zeigen, dass diese Lichtmenge darstellbar ist durch:

$$E_{\lambda m} = \frac{1 - (1 - A_\lambda)^m}{A_\lambda} \cdot E_\lambda \, .$$

Für eine von der Wellenlänge λ nur sehr wenig verschiedene Wellenlänge λ_1 hat man entsprechend:

$$E_{\lambda_1 m} = \frac{1-(1-A_{\lambda_1})^m}{A_{\lambda_1}} \cdot E_{\lambda_1}\,.$$

Für das Helligkeitsverhältniss zweier sehr benachbarten Spectraltheile erhält man demnach, falls man die J-Function einführt, indem man $\frac{E_\lambda}{A_\lambda} = J_\lambda$ und $\frac{E_{\lambda_1}}{A_{\lambda_1}} = J_{\lambda_1}$ setzt:

$$\frac{E_{\lambda m}}{E_{\lambda_1 m}} = \frac{[1-(1-A_\lambda)^m]\,J_\lambda}{[1-(1-A_{\lambda_1})^m]\,J_{\lambda_1}}\,.$$

Aus den Eigenschaften der J-Function folgt aber, dass J_λ und J_{λ_1} nur sehr wenig von einander verschieden sein können, ferner ist klar, dass A_λ und A_{λ_1} nur positiv und nie grösser als Eins sein können, so dass $1 - A_\lambda$ und $1 - A_{\lambda_1}$ stets echte Brüche sind. Der obige Ausdruck convergirt also für wachsendes m bis ∞ und für wachsendes A bis 1, und man hat dann

$$\frac{E_{\lambda m}}{E_{\lambda_1 m}} = \frac{J_\lambda}{J_{\lambda_1}}\,.$$

Das heisst aber:

»Das Helligkeitsverhältniss zweier benachbarter Stellen eines discontinuirlichen Spectrums nimmt bei Vermehrung der leuchtenden Schichten oder bei Vergrösserung des Absorptionscoëfficienten derselben Schicht stets bis zu demjenigen Werthe ab, welcher für dieselbe Wellenlänge und dieselbe Temperatur dem continuirlichen Spectrum eines für die gegebene Dicke vollkommen undurchsichtigen und schwarzen Körpers entspricht.«

Diese Abnahme des Helligkeitsverhältnisses zweier unmittelbar aneinander grenzender Theile des Spectrums bei gleichzeitiger Zunahme ihrer Helligkeit muss sich dem Auge nothwendig zunächst als eine Verbreiterung der betreffenden Linie durch abnehmende Schärfe ihrer Ränder und dann allmählich als beginnende Continuität des ganzen Spectrums bemerklich machen.

Es lässt sich leicht zeigen, dass man zu demselben Resultate gelangt, wenn man nicht die Anzahl der Schichten vermehrt, sondern innerhalb der ersten Schicht die Dichtigkeit des Gases ändert, wenn also Druckänderungen in derselben statthaben. Es gehört hierzu nur die Annahme, dass die Stärke der Absorption abhängig ist von der Anzahl der absorbirenden Theilchen und nicht von der Vertheilung derselben, so lange man dieselben bezüglich ihrer absorbirenden Wirkung als unabhängig von ihrem Abstande voraussetzt.

Bezieht man daher in den vorigen Formeln alles auf die Einheit der Dichte, anstatt auf diejenige der Dicke der Schicht, so wird die

von derselben Schicht bei der Dichtigkeit σ hindurchgelassene Lichtmenge in Theilen der auffallenden ausgedrückt durch $(1 - A_\lambda)^\sigma$ und $(1 - A_{\lambda_1})^\sigma$, folglich die absorbirten Lichtmengen durch

$$1 - (1 - A_\lambda)^\sigma = A_{\lambda\sigma} ,$$
$$1 - (1 - A_{\lambda_1})^\sigma = A_{\lambda_1\sigma} .$$

Nach den Eigenschaften der Kirchhoff'schen Function muss sein:

$$\frac{E_{\lambda\sigma}}{A_{\lambda\sigma}} = \frac{E_\lambda}{A_\lambda} \quad \text{und} \quad \frac{E_{\lambda_1\sigma}}{A_{\lambda_1\sigma}} = \frac{E_{\lambda_1}}{A_{\lambda_1}} .$$

Hiernach erhält man ganz analog der vorigen Betrachtung:

$$\frac{E_{\lambda\sigma}}{E_{\lambda_1\sigma}} = \frac{[1 - (1 - A_\lambda)^\sigma] J_\lambda}{[1 - (1 - A_{\lambda_1})^\sigma] J_{\lambda_1}} .$$

Da bei constanter Temperatur der Werth von σ sich proportional dem Drucke ändert, so folgt also, dass bei steigendem Drucke eine Verbreiterung der Spectrallinien stattfinden muss, welche allmählich in die Continuität des ganzen Spectrums übergehen kann.

Finden gleichzeitig Dicken- und Dichtigkeitsänderungen statt, so kann man mithin ganz allgemein aufstellen:

$$\frac{E_{\lambda m \cdot \sigma}}{E_{\lambda_1 m \cdot \sigma}} = \frac{[1 - (1 - A_\lambda)^{m\sigma}] J_\lambda}{[1 - (1 - A_{\lambda_1})^{m\sigma}] J_{\lambda_1}} .$$

Der Absorptionscoëfficient A_λ einer Substanz kann seiner Definition nach nie grösser als 1 werden und kann deshalb auch nicht fortdauernd proportional der Dichte wachsen, vielmehr muss er bei fortdauernd zunehmender Dichte nach 1 convergiren.

Berücksichtigt man nun, dass bei festen oder flüssigen Körpern die Absorptionscoëfficienten A_λ ausserordentlich viel grösser sind als bei gasförmigen, so erklärt sich hieraus, weshalb die Spectra der ersteren continuirlich sein müssen.

Ein numerisches Beispiel für die Anwendung der obigen Formeln von Zöllner ist sehr instructiv.

Setze man $A_\lambda = 0.100$, $A_{\lambda_1} = 0.005$.

Für unmittelbar benachbarte Spectraltheile ist $\dfrac{J_\lambda}{J_{\lambda_1}} = 1$, für entfernte Theile, z. B. für die Linien C und F des Wasserstoffes möge sein $\dfrac{J_\lambda}{J_{\lambda_1}} = 0.25$.

Für die steigenden Werthe von σ findet man dann die folgenden Werthe der Helligkeitsverhältnisse der betrachteten Theile des Spectrums:

σ	Für $\frac{J\lambda}{J\lambda_1} = 1$ $\frac{E\lambda_\sigma}{E\lambda_{1\sigma}}$	Für $\frac{J\lambda}{J\lambda_1} = 0.25$ $\frac{E\lambda_\sigma}{E\lambda_{1\sigma}}$
1	20.0	5.00
10	13.3	3.33
20	9.2	2.30
30	6.8	1.70
40	5.3	1.33
50	4.5	1.13
60	3.8	0.95
70	3.4	0.85
80	3.0	0.75
90	2.7	0.67
100	2.5	0.63
200	1.6	0.40
300	1.3	0.32
400	1.2	0.30
500	1.1	0.28

In dem ersten Falle ist also zu ersehen, dass für $\sigma = 1$ der Fall einer Spectrallinie vorliegt, die 20mal heller als ihre nächste Umgebung ist. Die Linie würde also sehr deutlich und scharf zu sehen sein. Bei dem 500fachen Drucke aber würde der Intensitätsunterschied zwischen diesen beiden Stellen des Spectrums nur noch dem Verhältniss 10 : 11 entsprechen; die Linie würde also stark verbreitert und an den Rändern verwaschen erscheinen.

Im zweiten Falle, wo weiter entfernte Theile des Spectrums in Betracht kommen, zeigt die Zahlenreihe, dass durch Druckvermehrung das Helligkeitsverhältniss der beiden Spectraltheile sogar umgekehrt werden kann.

Nimmt die Dichtigkeit stetig bis 0 ab, so nähert sich $\frac{E_{\lambda\sigma}}{E_{\lambda_1\sigma}}$ dem Werthe $\frac{0}{0}$. Dieser Grenzwerth ergibt sich zu $\frac{J_\lambda \lg n\,(1 - A_\lambda)}{J_{\lambda_1} \lg n\,(1 - A_{\lambda_1})}$.

Für ganz benachbarte Spectraltheile, für welche $\frac{J_\lambda}{J_{\lambda_1}} = 1$ wird, nähert sich also der Contrast, mit welchem sich eine helle Linie vom Grunde abhebt, bei abnehmenden σ asymptotisch dem Werthe $\frac{\lg n\,(1 - A_\lambda)}{\lg n\,(1 - A_{\lambda_1})}$. In dem obigen Beispiele würde dieser Ausdruck den Werth 20.8 annehmen, also nur wenig grösser sein als für $\sigma = 1$.

Aus dem Umstande, dass bei constantem λ, aber steigender Temperatur das Spectrum eines glühenden undurchsichtigen Körpers stetig heller wird,

ist der Schluss zu ziehen, dass auch die Function J continuirlich mit der Temperatur wächst. Hieraus folgt, dass für diejenigen Werthe der Temperatur, für welche E stark hervortretende Maxima oder Minima besitzt, dasselbe auch bei A der Fall sein muss, und dass also im Allgemeinen die Veränderungen, welche E durch Temperaturänderungen erleidet, von Veränderungen in gleichem Sinne von A begleitet sein müssen. Da nun mit steigender Temperatur die Werthe von E für alle Werthe von λ nach den bisherigen Beobachtungen als wachsend gefunden wurden, so werden auch die Werthe von A bei hoher Temperatur im Allgemeinen grösser als bei niedriger Temperatur vorausgesetzt werden müssen. Je grösser man nun in $\frac{E_{\lambda\sigma}}{E_{\lambda_1\sigma}} = \frac{1-(1-A_\lambda)^\sigma}{1-(1-A_{\lambda_1})^\sigma}$ die Werthe von A_λ und A_{λ_1} annimmt, um so schneller convergirt dieser Ausdruck bei wachsendem σ nach 1, oder mit anderen Worten: das Intensitätsverhältniss zweier benachbarter Stellen eines Spectrums ändert sich um so schneller mit der Dichtigkeit, je grösser das Absorptionsvermögen an den betreffenden Stellen ist, und da letzteres mit steigender Temperatur zunimmt, so folgt, dass ein discontinuirliches Spectrum sich durch Steigerung der Dichtigkeit um so schneller in ein continuirliches verwandelt, je höher die Temperatur des glühenden Gases ist; man kann also auch bei constanter Dichtigkeit durch Steigerung der Temperatur ein discontinuirliches Spectrum in ein continuirliches verwandeln.

Wenn im Falle der Verbreiterung einer Linie durch Druck oder Temperatur die Werthe der Absorptionscoëfficienten auf beiden Seiten symmetrisch von der Linie dieselben sind, so wird die Verbreiterung der Linie auch symmetrisch erfolgen, d. h. die Maximalhelligkeit wird stets in der Mitte der verwaschenen Linie bleiben. Ist aber die Absorption beiderseitig ungleich, so wird die Mitte der verbreiterten Linie nicht mehr mit der Mitte der unverbreiterten Linie zusammenfallen, und zwar findet eine Verschiebung nach derjenigen Seite des Spectrums statt, auf welcher die grösseren Werthe des Absorptionsvermögens liegen. Eine Verschiebung der Maximalhelligkeit findet aber auch in diesem Falle nicht statt.

Es ist wohl anzunehmen, dass der Fall der Asymmetrie in den Absorptionscoëfficienten der allgemeinere ist, indessen wird der Unterschied bei den geringen Verschiedenheiten von λ, die hier in Frage treten können, in allen Fällen, wo es sich um isolirte einzelne Linien handelt, verschwindend gering sein; anders würde sich dies gestalten, wenn die Linien sich so beträchtlich verbreitern, dass ein fast continuirliches Spectrum entsteht. In diesem Falle dürften allerdings sehr asymmetrische Verbreiterungen zu erwarten sein.

Die hier kurz dargestellten Sätze haben natürlich nur so lange Gültigkeit, als durch die variirenden Druck- oder Temperaturverhältnisse nicht eine Aenderung der physikalischen und chemischen Molekularconstitution entsteht; sie gelten z. B. nicht mehr, wenn etwa in Folge von Temperaturerhöhungen Dissociation eintritt.

Durch den Umstand der spectroskopischen Aequivalenz der Dichtigkeit und der Dicke einer strahlenden Gasschicht wird die Beurtheilung der Constitution eines Himmelskörpers aus dem Anblicke der Spectrallinien einigermassen erschwert.

»Will man aus der Uebereinstimmung gesetzmässiger Veränderungen, welche die Spectra glühender Gase unter irdischen Verhältnissen bei Aenderungen des Druckes zeigen, auf Druck- oder Dichtigkeitsverhältnisse in der Atmosphäre glühender Himmelskörper schliessen, so muss hierbei jederzeit die Quantität der glühenden Gastheilchen berücksichtigt werden, welche, auf derGesichtslinie des Beobachters liegend, gleichzeitig ihr Licht in das Auge desselben senden«*).

Während die Gültigkeit des Kirchhoff'schen Gesetzes bei den Erscheinungen der Phosphorescenz naturgemäss nicht mehr stattfindet, können auch bei glühenden Gasen, besonders in den Fällen, wo das Glühen derselben auf elektrischem Wege zu Stande kommt, Bedingungen auftreten, welche die im Vorigen gezogenen Schlüsse aus dem Kirchhoff'schen Gesetze nicht mehr gestatten. Hierher gehört vor allen Dingen die Thatsache, dass das Leuchten von Gasen bei überaus niedrigen Temperaturen stattfinden kann, wobei keineswegs mehr die Dicke oder Dichte des Gases für die auftretenden Spectralerscheinungen massgebend ist. Ueber diesen Punkt hat neuerdings Wüllner**) eine Ansicht geäussert, der wir hier weiter folgen wollen.

Ein Leuchten bei einer niedrigeren als der Glühtemperatur kann nur dann stattfinden, wenn dasselbe durch absorbirtes Licht bewirkt wird, also nur bei der Fluorescenz und Phosphorescenz im engeren Sinne.

Es ist aus diesem Grunde auch häufig das elektrische Leuchten von Gasen bei niedrigen Temperaturen als eine Phosphorescenzerscheinung aufgefasst worden. Es ist diese Annahme aber zur Erklärung des Phänomens nicht erforderlich, vielmehr kann man das Leuchten bei niedriger Temperatur unter gewissen anderen Voraussetzungen vollkommen durch die gewöhnlichen Glüherscheinungen erklären.

Ein Leuchten durch Glühen kann nur dann auftreten, wenn die Temperatur eine so hohe ist, dass die Schwingungen der körperlichen

---

*) Zöllner, Gesamm. Abh. Bd. IV, p. 245.
** Pogg. Ann. N. F. Bd. XXXIV, pag. 647.



Moleküle stark genug werden, um die mit ihnen isochronen Aetherschwingungen hervorzurufen. Bei den festen und flüssigen Körpern kann diese die Lichtaussendung bedingende schwingende Bewegung nur dann eintreten, wenn die Wärmebewegung aller Moleküle eine so lebhafte geworden ist, dass sie der Glühtemperatur entspricht. Das Wesentliche ist hierbei, dass alle Moleküle gleich intensive Schwingungen ausführen müssen.

Bei den Gasen sind nach den Anschauungen der kinetischen Gastheorie die Verhältnisse andere; die Moleküle einer Gasmasse bewegen sich unabhängig von einander mit erheblich verschiedener Geschwindigkeit, somit erfolgen die Stösse der Moleküle, durch welche bei hinreichender Stärke die lichterregenden Schwingungen entstehen, mit sehr verschiedener lebendiger Kraft. Es ist demnach keineswegs ausgeschlossen, sondern sogar wahrscheinlich, dass bei allen Temperaturen einzelne Moleküle einer ausgedehnten Gasmasse derartig stark gegen einander prallen, dass die den Molekülen möglichen lichterregenden Schwingungen entstehen, dass es somit für die Gase überhaupt keine bestimmte Glühtemperatur in dem für feste und flüssige Körper gültigen Sinne gibt, das heisst also, dass bei einer gegebenen Gasmasse Bedingung der Lichtaussendung nicht eine bestimmte Temperatur der Gasmasse als solcher ist. Wir werden ein Gas leuchten sehen, wenn es eine hinreichende Anzahl von Stössen erhält, welche genügen, um die Moleküle in Schwingungen zu versetzen, so dass die fortgepflanzten Schwingungen eine hinreichend grosse Amplitude besitzen, um wahrgenommen zu werden.

Wenn das Leuchten eines Gases durch äussere Zufuhr von Wärme bewirkt wird, so wird dasselbe im Allgemeinen bei einer bestimmten Temperatur beginnen, welche beträchtlich höher sein kann, als bei festen oder flüssigen Körpern, da nur ein Theil aller Moleküle gleichzeitig Licht erregen wird. Es würde sich dies theilweise decken mit der Folgerung aus dem Kirchhoff'schen Satze, wonach die Intensität des Glühens von der Absorptionsfähigkeit der Gase abhängt, und wonach absolut durchsichtige Gase überhaupt nicht leuchten können. —

Wenn nun durch andere Kräfte einzelne Moleküle einer Gasmasse zum Leuchten gebracht werden können, so kann der Fall eintreten, dass, wenn auch die mittlere Temperatur der ganzen Gasmasse eine sehr geringe ist, die ganze Gasmasse scheinbar leuchtet. Man sagt dann, dass das Gas bei sehr niedriger Temperatur leuchte, in Wirklichkeit leuchten aber nur diejenigen Moleküle, welche überhaupt die Lichtaussendung bewirken, bei der ihnen zukommenden hohen Temperatur.

Derartige Kräfte können chemische sein; so wird das phosphorische Leuchten der vom Phosphor aufsteigenden Dämpfe eine Glüherscheinung

einer beschränkten Zahl von Molekülen sein, welche durch die Oxydation des Phosphors zum Glühen gebracht werden. Das leuchtende Gemisch von Phosphordampf und Luft kann dabei, weil es doch nur eine geringe Zahl von Molekülen ist, welche glüht, eine von derjenigen der Umgebung nicht merklich verschiedene Temperatur haben.

Ganz besonders kann eine solche partielle Glüherscheinung durch elektrische Kräfte erregt werden. In den Spectralröhren wird die Anzahl der Moleküle, welche durch den elektrischen Strom zum Glühen gebracht werden, nur eine relativ geringe sein, daher kann die mittlere Temperatur der Gasmasse recht niedrig bleiben.

Dass eine solche partielle Glüherscheinung bei Gasgemischen eintritt, lehrt die Erfahrung. Bei einem Gemenge von Wasserstoff und Kohlenwasserstoff tritt vor Allem nur das Kohlenwasserstoffspectrum auf, während das Wasserstoffspectrum vollständig unterdrückt sein kann. Ein besonders prägnantes Beispiel hierfür bietet auch der Umstand, dass bei Gegenwart von Metalldämpfen das Spectrum eines der Menge nach stark vorwiegenden nicht metallischen Gases nicht zu erkennen ist. Wir werden hierauf bei Gelegenheit der Cometenspectra noch näher zurückkommen.

Diese Erscheinung bei Gasgemischen beweist zwar nicht ohne Weiteres die Richtigkeit des oben Gesagten bei einem einzigen Gase, da es sehr wohl denkbar ist, dass der elektrische Strom bei seinem Durchgange durch ein Gasgemenge die Moleküle eines Gases vor denjenigen des anderen bevorzugt, auf Grund besonderer Eigenschaften dieser Moleküle; doch kann man sich in einem einzigen Gase wegen der verschiedenen Schwingungsgeschwindigkeiten, welche die Moleküle besitzen, z. B. diejenigen, welche die grösste Geschwindigkeit aufweisen, quasi als bevorzugte gegenüber den anderen vorstellen und so in gewissem Sinne die bezüglichen Eigenschaften eines Einzelgases auf diejenigen eines Gasgemenges zurückführen.

Jedenfalls gelingt es durch die Wüllner'sche Vorstellung, ohne Zuhülfenahme besonderer Glüherscheinungen das Leuchten der Gase bei niedrigen Temperaturen zu erklären, auch dürfte es mit derselben gelingen, besondere Schwierigkeiten, welche z. B. die Erklärung des Leuchtens der Nebelflecke bietet, einigermassen zu heben, worauf wir bei Gelegenheit des betreffenden Capitels zurückkommen wollen.

Von besonderem Interesse ist auch eine Bemerkung Wüllner's, wonach unter Umständen die Vermehrung der Schichten eines glühenden Gases eine Verbreiterung der Spectrallinien desselben nicht zur Folge hat.

v. Helmholtz hat den Satz aufgestellt, dass in solchen Medien,

in welchen die Moleküle ihre mit dem Lichte in Beziehung stehenden Schwingungen ohne Reibung vollführen, das Absorptionsvermögen nur für jene Wellen überhaupt von Null verschieden sein kann, welche denjenigen Schwingungen entsprechen, welche die körperlichen Moleküle infolge der vorhandenen elastischen Verhältnisse vollführen können, für jede andere Schwingung ist das Absorptionsvermögen absolut Null.

Unter solchen Verhältnissen kann somit eine noch so grosse Vermehrung der strahlenden Schichtendicke nur den Erfolg haben, dass die Linien eine grössere Helligkeit annehmen; eine Verbreiterung derselben ist nicht möglich.

Auf einem ganz anderen Wege führen die Untersuchungen E. Wiedemann's*) über die Mechanik des Leuchtens zur Erklärung der Abweichungen vom Kirchhoff'schen Gesetze, welche gemeinsam ist für die Erscheinungen der Phosphorescenz, Fluorescenz etc. und des Leuchtens der Gase bei niedrigen Temperaturen. Diese Untersuchungen sind noch nicht zu ihrem Abschlusse gelangt; es erscheint indessen wichtig, da in der Wiedemann'schen Theorie völlig neue Gesichtspunkte aufgestellt sind, einen kurzen Abriss derselben hier zu geben.

Wiedemann nimmt in Uebereinstimmung mit den neueren Ansichten von der Constitution der Körper an, dass die Moleküle eine translatorische Bewegung besitzen, und dass fernerhin sowohl die materiellen Theile des Moleküles als auch die dasselbe umgebende Aetherhülle eine rotatorische und eine oscillatorische Bewegung um den Schwerpunkt ausführen.

Bei den festen und flüssigen Körpern können sowohl die Schwingungen der ganzen Moleküle um ihre Schwerpunktslage, als auch die intramolekularen Bewegungen der Atome eine Lichtemission hervorbringen, und zwar die ersteren die continuirliche, während die letzteren die Unterschiede in der Lichtemission bedingen werden. Die translatorischen Bewegungen können dagegen bei Gasen nur sehr schwache Emissionen hervorbringen, und nur die Schwingungen der materiellen Theilchen der Moleküle können die den Gasen eigenthümlichen Spectra erzeugen.

Es werden nun zunächst einige Begriffe genauer zu präcisiren sein. Unter Licht wird der ganze Strahlencomplex zwischen dem äussersten Infraroth und dem äussersten Ultraviolett verstanden. Die das Leuchten hervorrufenden Bewegungen der Moleküle werden Leuchtbewegungen genannt. Als Intensität der Lichtschwingungen wird diejenige Energie bezeichnet, welche die von den Körpermolekülen ausgehenden Licht-

*) Pogg. Ann. (N. F.), Bd. XXXVII, p. 177—248.



schwingungen mit sich führen, als Leuchtenergieinhalt aber die Energie derjenigen Bewegungen der Moleküle oder ihrer Atome, die das ausgestrahlte Licht hervorrufen. Unter Helligkeit wird nur die auf photometrischem Wege gemessene, also physiologisch aufgefasste Intensität verstanden.

Nach der kinetischen Gastheorie würde nun ein normaler Zustand der Lichtemission der sein, wenn bei constanter Temperatur ein ganz bestimmtes Verhältniss zwischen den kinetischen Energien der der Temperatur entsprechenden translatorischen Bewegung und denen der intramolekularen Bewegungen, sowohl im Ganzen als auch für jede Art derselben, also auch zwischen denjenigen der translatorischen Bewegung und den Leuchtbewegungen besteht. Wird durch äussere Ursachen dieses Verhältniss gestört, so wird sich nach einiger Zeit der normale Zustand wieder herstellen.

Es können nun aber Zustände eintreten, bei denen das normale Verhältniss dauernd gestört ist, und zwar besonders in dem Sinne, dass die Leuchtenergie eine stärkere ist, als der betreffenden Temperatur zukommt; für alle derartigen Lichterscheinungen führt Wiedemann den Ausdruck Luminescenz ein. Je nach der Art der Erregung wird dieselbe specieller als Photo-, Elektro-, Chemi- und Triboluminescenz bezeichnet.

Als Luminescenz-Temperatur wird diejenige definirt, bei der ein Körper, für sich unzersetzt erhitzt, für eine in jedem Falle anzugebende Wellenlänge gerade Licht von derselben Helligkeit liefern würde, wie er es in Folge der Luminescenzprocesse thut.

Genau im Gegensatze zu der von Wüllner angegebenen Theorie des Leuchtens bei niedriger Temperatur steht nun die Erklärung Wiedemanns.

»Das Auftreten von Licht bei den Luminescenzerscheinungen lässt sich zunächst bei Gasen nicht daraus erklären, dass in Folge der verschiedenen Geschwindigkeiten der einzelnen Moleküle, wie sie aus der kinetischen Gastheorie folgen, einzelne Moleküle eine sehr hohe Temperatur besitzen und daher leuchten. Denn bei der durch die grosse Geschwindigkeit der translatorischen Bewegung definirten Glühtemperatur würden die meisten Substanzen zersetzt sein, so vor Allem alle im Dampfzustande fluorescirenden und phosphorescirenden organischen Substanzen. Dasselbe gilt für feste und flüssige Körper, nur sind hier die Grenzen, innerhalb deren die Geschwindigkeiten der Moleküle eingeschlossen sind, weit enger als bei den Gasen.« —

»Für das Leuchten in Folge einer Temperaturerhöhung gilt der Kirchhoff'sche Satz über das Verhältniss der Emission und Absorption Auf demselben beruht die bekannte Umkehr der Spectrallinien.«

»Das durch Luminescenz erzeugte Licht folgt demselben Satze nicht, wie z. B. das Verhalten der fluorescirenden Körper zeigt, welche Licht von anderer Brechbarkeit aussenden, als der des absorbirten Lichtes. Durch die Prüfung, ob der Kirchhoff'sche Satz gilt oder nicht, sind wir übrigens häufig im Stande, beide Phänomene von einander zu sondern.«

»Um die Ursachen aufzufinden, warum bei den glühenden Körpern der Kirchhoff'sche Satz über das Verhältniss der Emission und Absorption gilt, und warum dies bei den luminescirenden Körpern im Allgemeinen nicht der Fall ist, können wir folgende Betrachtung aufstellen.«

»In einem Gase findet, wie erwähnt, bei den Zusammenstössen der Moleküle ein fortwährender Austausch zwischen translatorischer und intramolekularer Energie statt, von welch' letzterer der Leuchtenergieinhalt einen Theil bildet, so dass sich ein mittlerer Zustand ausbildet. Wenn irgend ein Molekül einen Zuwachs an intramolekularer Energie erfährt, wie bei der Absorption auffallenden Lichtes, so wird es diesen bei dem nächsten oder doch den nächsten Zusammenstössen wieder abgeben, und hat es einen Ueberschuss an intramolekularer Energie, so wird es diesen ersetzt erhalten. — Das Emissionsvermögen beruht nun darauf, wie leicht der bei den Zusammenstössen erzeugte, dem Leuchtenergieinhalt entsprechende Theil dieser intramolekularen Energie in Form von Lichtschwingungen wieder ausgegeben wird, also von den Reibungen zwischen den schwingenden Körpermolekülen und dem umgebenden Aether. Die Absorption hängt von derselben Grösse ab, also auch von der Structur der Moleküle.«

»Da aber einerseits das Emissionsvermögen um so grösser ist, je grösser diese Reibung, und da andererseits das Absorptionsvermögen gleichfalls mit dieser wächst, so müssen auch Absorptionsvermögen und Emissionsvermögen parallel gehen, und so muss bei allen Körpern, bei denen allein diese Wechselbeziehung eine Rolle spielt, der Kirchhoff'sche Satz gelten. Die Anwendbarkeit des Kirchhoff'schen Satzes auf Leuchterscheinungen setzt also eine gleichmässige Verwandelbarkeit der intramolekularen Energie, speciell der Leuchtenergie in translatorische Energie und umgekehrt, voraus, denn das Verhältniss von absorbirter und emittirter Energie kann alsdann nur noch Function der Wellenlänge sein.«

»Liegen aber die Verhältnisse derart, dass die durch einfallendes absorbirtes Licht etc. erzeugten intramolekularen Energien nicht schon nach wenigen Zusammenstössen sich rückwärts in translatorische Bewegungen umwandeln, so wird allmählich der Leuchtenergieinhalt gesteigert und eine neue Emission zu derjenigen, die durch Temperatur bedingt ist, hinzugefügt; also eine Luminescenz erzeugt.«

»Dass hier nicht mehr der Kirchhoff'sche Satz gilt und auch nicht gelten kann, ist klar, da die Structurverhältnisse in den Molekülen eben derart sind, dass die demselben zur Voraussetzung dienende gleichmässige Verwandelbarkeit von Leuchtenergie in translatorische und von translatorischer in Leuchtenergie nicht mehr vorhanden ist. Ja es scheint, als ob der Kirchhoff'sche Satz nur für einen ideellen Fall gelten kann, nämlich nur dann, wenn in dem leuchtenden Körper durch die Absorption keine Steigerung der Leuchtbewegungen hervorgerufen wird. Hier kann auch nur für denjenigen Theil der Leuchtbewegung, der nicht in Luminescenz besteht, der Satz von Kirchhoff bestehen.«

Capitel II.

Das Doppler'sche Princip.

Der Einfluss, welchen die Bewegung einer Lichtquelle oder des Beobachters in der Richtung der Gesichtslinie auf die Qualität des in das Auge gelangenden Lichtes ausübt, kann durch eine Ueberlegung gefunden werden, welche zuerst von Doppler ausgeführt worden ist, und nach ihm den Namen des Doppler'schen Princips erhalten hat.

Dieses Doppler'sche Princip ist allgemein gültig für jede Art von wellenförmiger Ausbreitung einer Wirkung, also für Licht, Schall und auch für die Wellenbewegungen auf Flüssigkeitsoberflächen.

So einfach an und für sich die Ueberlegung ist, welche zum Doppler'schen Princip führt, so schwierig ist ein allgemein theoretischer Beweis für dasselbe; für den uns hier besonders interessirenden Fall der Lichtschwingungen ist ein solcher Beweis überhaupt zunächst als unausführbar zu betrachten, da derselbe nur unter gewissen Voraussetzungen und Vernachlässigungen zu erhalten ist, deren Einfluss nicht ohne Weiteres übersehen werden kann.

In den Lehrbüchern der Spectralanalyse findet man nur kurze, unzureichende Notizen über dieses für die Sternspectralanalyse so ausserordentlich wichtige Princip, und es soll daher an dieser Stelle etwas ausführlicher auf dasselbe eingegangen werden.

Christian Doppler*) gibt die folgende Darlegung seines Princips.

---

*) Ueber das farbige Licht der Doppelsterne .... Abhandlungen d. K. Böhmischen Gesellschaft der Wissenschaften, V. Folge, 2. Bd. (1843).

Es heisst zunächst bei den einleitenden Worten für den Fall, dass sich die Licht- oder Schallquelle oder der Beobachter im Sinne der Gesichtslinie bewegt: »In der That scheint nichts begreiflicher, als dass der Weg und die Zwischenzeit zweier auf einander folgender Wellenschläge sich verkürzen muss, wenn der Beobachter der ankommenden Welle entgegeneilt, und verlängern, wenn er ihr enteilt, und dass auch gleichzeitig die Intensität des Wellenschlages grösser werden, im zweiten Falle dagegen sich vermindern muss.«

Fall 1. Beobachter in Bewegung, Lichtquelle in Ruhe. Fig. 47.

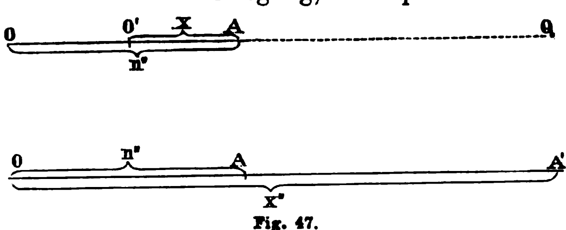


Fig. 47.

»Es heisse die Geschwindigkeit, mit welcher die Wellen fortgepflanzt werden, a, und O und A bedeute Anfang und Ende einer Welle, Q dagegen die entfernte Quelle derselben; ferner sei n die Anzahl Secunden, die eine Welle nöthig hat, um von A nach O zu kommen, d. h. um eine Wellenlänge zu durchlaufen, und x'' die Zeit, die sie braucht, um den gegen oder von A sich bewegenden Beobachter O zu erreichen. Man hat daher für den Fall der Annäherung sowohl wie der Entfernung des Beobachters von oder an die Quelle, wegen

$$a x'' \pm \alpha x'' = a n''; \quad x'' = \frac{a n''}{a \pm \alpha}; \quad \text{oder}$$

$$(1) \ \alpha = \pm \left(1 - \frac{n''}{x''}\right) a.$$

Fall 2. Wenn dagegen der Beobachter unbeweglich ist, die Quelle sich dagegen mit der Geschwindigkeit α zu oder von dem Beobachter bewegt, so hat man vor Allem den Einfluss dieser Bewegung auf die der Quelle nächste Welle zu berücksichtigen, da die einzelnen entstandenen

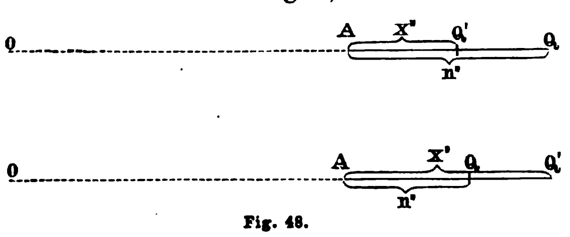


Fig. 48.

Wellen, wie Fig. 48 veranschaulicht, in völlig unveränderter Weise bis zum entfernten Beobachter in O fortgepflanzt werden. Während daher

die erste Welle von Q nach A gelangt, wobei sie einen Weg gleich an durchläuft, ist die Quelle Q selbst nach Q' gekommen, wobei sie einen Weg $= \alpha n$ macht, und die zweite Welle braucht nur noch eben so viel Zeit, als zum Durchlaufen der entsprechenden Wellenlänge $O'A$ nöthig ist. Man hat daher für beide Fälle, wegen

$$an'' \mp \alpha n'' = ax'', \; x = \left(\frac{Q \mp \alpha}{a}\right) n \text{ oder auch}$$

$$(2) \quad \alpha = \pm \left(\frac{x}{n} - 1\right) a.$$

Aus der Verschiedenheit der Formeln (1) und (2) ersieht man, dass es keineswegs selbst unter solchen gleichen Umständen einerlei ist, ob der Beobachter oder der Wellenpunkt sich bewegt.«

Eine weitere Verallgemeinerung der Formeln, für den Fall, dass sowohl die Lichtquelle als auch der Beobachter sich gleichzeitig bewegen, hat Doppler später gegeben*).

Bezeichnet man mit a die Geschwindigkeit des Beobachters, mit b jene der Quelle, mit v die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichts, mit n die absolute Schwingungszahl, während die subjective, durch die Bewegung der Wellenquelle erzeugte mit n' bezeichnet werde, so ist die relative Schwingungsanzahl bei Bewegung der Quelle und des Beobachters zugleich, wenn sie mit N bezeichnet wird, wegen

$$n' = \frac{n}{\left(1 \mp \frac{b}{v}\right)}$$

(d. i. für die kommende und gehende Quelle) und

$$N = n' \left(1 \pm \frac{a}{v}\right)$$

(d. i. für den kommenden und gehenden Beobachter) und somit durch Substitution:

$$N = n \left(\frac{1 \pm \frac{a}{v}}{1 \mp \frac{b}{v}}\right) = n \left(\frac{v \pm a}{v \pm b}\right)$$

für alle nur möglichen Wechselfälle, die bei gleichzeitiger Bewegung des Beobachters und der Quelle sich ergeben können.

Es ist nun aus der Auseinandersetzung Dopplers zu ersehen, dass bei der Annäherung an eine Lichtquelle, welche homogenes Licht aussendet, in Folge der eintretenden Verkürzung der Wellen eine

*) Pogg. Ann. Bd. LXVIII, p. 1.

Aenderung der Farbe nach dem Violett zu eintritt, und dass bei einer zunehmenden Entfernung eine solche nach dem Roth stattfindet.

Doppler selbst hatte den Schluss gezogen, dass dies auch für weisses, überhaupt für jegliches Licht stattfindet, und daraus eine Erklärung der Farben der Sterne, speciell die der Doppelsterne abgeleitet.

Von einigen Seiten ist auch diese erweiterte Folgerung angenommen worden, so z. B. von Sestini*), der zum Beweise der Doppler'schen Theorie umfangreiche Beobachtungsreihen angestellt hat. Während nun die Richtigkeit des Doppler'schen Princips an und für sich heut zu Tage nicht mehr angezweifelt werden kann, sind die Fehlschlüsse der Folgerungen Doppler's für die Farben der Sterne schon sehr früh klargelegt und entkräftet worden, obgleich Doppler selbst die Gegengründe niemals eingesehen hat.

Es genügt hier, zur Widerlegung der Doppler'schen Erklärung der Sternfarben allein die Ueberlegung anzuführen, welche schon sehr bald nach Bekanntwerden seiner Theorie von Buijs-Ballot**) veröffentlicht wurde, dass nämlich beim weissen Lichte keine Farbenänderung durch Bewegung der Lichtquelle oder des Beobachters entstehen könne, da ein Theil des Lichtes einerseits in das unsichtbare Ultraroth- oder Ultraviolett übergeht, auf der anderen Seite aus diesen Strahlengattungen ersetzt wird, dass also die Continuität der Strahlen im sichtbaren Theile des Spectrums in keiner Weise geändert wird. Doppler hat diesen schlagenden Grund niemals anerkannt, da ihm augenscheinlich die Existenz von ultrarothen und ultravioletten Strahlen nicht annehmbar erschien.

Die unrichtige Ansicht Doppler's, dass bei Bewegungen der Lichtquelle oder des Beobachters im Visionsradius auch Intensitätsänderungen des Lichtes vor sich gehen, möge hier nur des historischen Interesses wegen erwähnt werden.

Ernstliche und mathematisch begründete Einwürfe gegen die Richtigkeit der Doppler'schen Theorie in ihrer oben ausgesprochenen Beziehung zu monochromatischem Lichte sind nur von Petzval***) und später von van der Willigen und besonders von Klinkerfues ausgesprochen worden.

Das Doppler'sche Princip besagt ausdrücklich, dass mit einer Verlängerung oder Verkürzung der Schwingungsdauer gleichzeitig auch eine solche der Wellenlänge verbunden ist, eine Annahme, welche

*) Memoria sopra i colori delle stelle del catalogo di Baily, osservati dal P. Benedetto Sestini. Roma 1845 und 1847. — Pogg. Ann., Bd. 85, p. 371.

**) Pogg. Ann., Bd. 66, p. 321.

***) Wiener Berichte, VIII, 134, 567; IX, 217; IX, 699.



nach unseren bisherigen Anschauungen über das Wesen des Lichtes durchaus erforderlich ist.

Speciell gegen diesen Punkt wendet sich Klinkerfues, indem er annimmt, dass durch eine Bewegung der Lichtquelle oder des Beobachters wohl die Dauer der Schwingung geändert wird, aber nicht gleichzeitig die Länge der Welle; gleichzeitig mit den Farbenänderungen würde also auch eine Aenderung der Lichtgeschwindigkeit eintreten, und hiernach hat Klinkerfues auch besondere Untersuchungen und Beobachtungen mit Hülfe eines achromatischen Prismas angestellt.

Der mathematische Ausdruck für die Klinkerfues'sche Annahme wird folgendermassen erhalten.

Bezeichnet y die Excursion, welche ein um die Distanz $x - X$ vom Erschütterungsmittelpunkte abstehendes Theilchen zur Zeit t macht, a die Amplitude, λ die Wellenlänge, v die Fortpflanzungsgeschwindigkeit und T die Schwingungsdauer, so ist $\lambda = vT$, und die Gleichung der Lichtwelle (homogenes Licht) lautet:

$$y = a \sin \frac{2\pi}{\lambda} (vt - x + X).$$

Wenn nun das Erregungscentrum für $t = 0$ sich im Punkte $X = 0$ befand und sich alsdann mit der Geschwindigkeit g in der Richtung des Strahles fortbewegte, so ist $X = gt$. Hiernach wird der Ausdruck für die durch die Bewegung der Lichtquelle modificirte Welle zu:

$$y = a \sin \frac{2\pi}{\lambda} [(v + g)(t - x)].$$

Dieser Ausdruck enthält eine zweifache Periodicität, einmal eine zeitliche nach dem Intervall $T_1 = \frac{\lambda}{v+g} = \frac{v}{v+g} T_1$; und dann eine räumliche nach der Strecke $\lambda = vT$. Sohncke und besonders Ketteler haben das Fehlerhafte der Klinkerfues'schen Formel nachgewiesen; besonders Ketteler hat gezeigt, dass der Fehler in der Klinkerfues'schen Argumentation auf der Nichtbeachtung des Princips von der Erhaltung der Kraft beruht.

Wie schon angedeutet, ist ein allgemein gültiger Beweis für das Doppler'sche Princip bis jetzt nicht erhalten worden, da man bisher niemals den Einfluss, den die Bewegung der Schwingungsquelle in dem schwingenden Medium auf die Quelle selbst ausübt, berücksichtigt hat. Findet bei beträchtlichen Bewegungsgeschwindigkeiten eine Reibung des Erregungscentrums an dem Medium statt, so wird hierdurch sowohl die Amplitude der Schwingungen als auch das Gesetz der Schwingungen modificirt. Ferner werden in Folge der Bewegung Dichtigkeits-

veränderungen des Mediums in unmittelbarer Nähe der Quelle stattfinden.

Welchen Einfluss diese störenden Folgen der Bewegung auf die schliesslich zur Wahrnehmung kommende Welle ausüben, lässt sich gar nicht übersehen, und es lässt sich auch schwer vorstellen, wie man ohne Zuhülfenahme vager Hypothesen dieselben in Rechnung ziehen soll.

Es lässt sich nur eines annehmen, das ist die nach allen Erfahrungen berechtigte Ueberzeugung, dass bei Translationsgeschwindigkeiten, die im Verhältniss zur Fortpflanzungsgeschwindigkeit sehr gering sind — und das ist bei den hier in Frage tretenden Bewegungen der Himmelskörper der Fall — der störende Einfluss ein verschwindend geringer ist, dass man also den jetzt gebräuchlichen mathematischen Ausdruck für das Doppler'sche Princip mit derselben Berechtigung in Rechnung ziehen darf, wie man allgemein in der Astronomie sich mit dem ersten Gliede oder den ersten Gliedern einer Entwickelung begnügt.

Ausserdem aber bleibt ein Beweis des Doppler'schen Princips stets noch abhängig von den Voraussetzungen, welche man über die Art und Weise macht, wie überhaupt die Schwingungen zu Stande kommen; an einer falschen Ansicht hierüber sind ja die Klinkerfues'schen Ueberlegungen gescheitert.

Es dürfte in dieser Beziehung wohl eine Ableitung des Doppler-schen Princips von Ketteler am einwurfsfreiesten sein, die wir hier wiedergeben wollen, nebst einigen Bemerkungen über den Einfluss der Bewegung der Lichtquelle auf die Intensität des Lichtes.

Es ist zunächst die Ableitung*) gegeben für den Fall, dass die Welle eine ebene ist, wie dies stattfindet bei Verbreitung des Schalles in einer cylindrischen Röhre oder bei dem aus einem Collimatorrohre austretenden parallelen Strahlenbündel.

Es lässt sich die wellenförmige Bewegung in keiner anschaulicheren Weise behandeln, als wenn man der Betrachtung eine unendlich lange Reihe sich berührender elastischer Kugeln oder besser noch die von Mach ersonnene, in Pogg. Ann. Bd. CXXXII p. 174 beschriebene Vorrichtung zu Grunde legt. Da nämlich die Kugeln bloss durch Druck, nicht aber auch durch Zug aufeinander wirken können, so ersetzt Mach dieselben durch eine Reihe schwerer Metallcylinder, deren Axen zu je zwei durch ringförmige elastische Stahlfedern verbunden sind.

Jeder von aussen her erfolgende spontane Stoss, den man irgend einem Cylinder ertheilt, pflanzt sich successive auf alle übrigen fort. Und zwar ist die Geschwindigkeit dieser Uebertragung nur abhängig von der

*) Ketteler, Astronomische Undulationstheorie, p. 6—16.



Elasticität und Masse der Federn und Cylinder, dagegen unabhängig von der Stärke des Stosses. Dabei ist zu bemerken, dass zur primären Erschütterung eine gewisse mechanische Arbeit aufgewandt werden muss; diese mechanische Arbeit wandelt sich in dem beschriebenen Mechanismus in lebendige Kraft um, und diese letztere läuft mit der Erschütterung von Cylinder zu Cylinder. Jeder einzelne also überträgt dieselbe dem folgenden und tritt dann sofort wieder in den Zustand der Ruhe zurück.

Ist nun die Fortpflanzungsgeschwindigkeit eines Stosses unabhängig von seiner Stärke, so ist sie auch gleich für eine fortlaufende Reihe von Stössen von wechselnder Stärke, mag diese in irgend einer periodischen oder unperiodischen Folge gegeben werden. Wird daher ein bestimmter Cylinder der Mach'schen Vorrichtung irgendwie stossweise hin- und hergeführt, so wird jeder folgende Cylinder die Bewegung des ersten genau reproduciren, aber er wird sie um so später antreten, je weiter er von demselben absteht.

Es sei αO eine beliebige Curve, und man nehme an, dass man zur Zeit t_0 dem primären Cylinder plötzlich eine Erschütterung mit der Oscillationsgeschwindigkeit $c_0 = a\alpha$ ertheilt habe. Diese Erschütterung wird sich dem benachbarten Cylinder mittheilen, und nach einer sehr kleinen Zeit $\Delta t = ab \left(= \frac{\Delta x}{v}\right)$ wird dieser die Geschwindigkeit $a\alpha$ gewonnen, folglich die Geschwindigkeit des ersteren, entsprechend etwa der geraden Linie ab, auf c herabgesunken sein. In diesem Augenblicke werde ihm mittels einer zweiten Momentankraft die etwas grössere Geschwindigkeit $c_1 = b\beta$ ertheilt; dieselbe überträgt sich während des Moments Δt gleichfalls auf den benachbarten Cylinder u. s. f. Bei dieser Anschauung wird also der Verlauf der spontanen mitgetheilten Oscillationsgeschwindigkeit der gebrochenen Linie $\alpha b \beta c \gamma d \dots$ entsprechen, und es wandern der Reihe nach die lebendigen Kräfte $\frac{1}{2} m c_0^2$; $\frac{1}{2} m c_1^2$, $\frac{1}{2} m c_2^2 \dots$ mit der nämlichen Geschwindigkeit v über die Cylinderreihe fort. Die während der Zeit $n\Delta t$ aufgewandte gesammte mechanische Arbeit, resp. die inzwischen fortgeleitete, äquivalente lebendige Kraft ist also die Summe:

$$\frac{1}{2} m \sum_{t_0}^{t_0 + n\Delta t} (c_0^2 + c_1^2 + c_2^2 + \dots).$$

Hört die spontane Stosskraft endlich zu wirken auf, so folgt dem letzten Stosse sofortige Ruhe.

Anstatt dem primären Cylinder in Intervallen discontinuirliche Momentangeschwindigkeiten mitzutheilen, darf man denselben auch con-

tinuirlich nach dem Gesetze der Curve αO, $c = \varphi(t)$ bewegen. Dann hat derselbe in einem bestimmten Augenblicke die Geschwindigkeit $a\alpha = c_0$, und vermehrt sich letztere in irgend einem Zeittheilchen Δt auf $b\beta = c_1$, so lässt sich diese Aenderung auffassen als eine Geschwindigkeitsabgabe der vollen Geschwindigkeit c_0 an die folgenden Cylinder, entsprechend der geraden Linie αb, und als gleichzeitige Geschwindigkeitsaufnahme von aussen her um den Betrag c_1, dessen Anwachsen längs der Linie $\alpha\beta$ erfolgt und eine ganz gleiche Zeit in Anspruch nimmt. So laufen denn in jedem Augenblicke zwei Strömungen neben einander her, und der Effect ist offenbar der nämliche wie vorhin, als man die Geschwindigkeitsabgabe in endlicher, die Geschwindigkeitsaufnahme in unendlich kurzer Zeit sich bewerkstelligt dachte.

Die während einer bestimmten Zeit seitens der spontanen Erschütterungskraft aufgewandte mechanische Arbeit, resp. die äquivalente fortgeleitete lebendige Kraft ist aber nunmehr:

$$\frac{1}{2} m \int_{t_0}^{t_1} c^2 \, dt .$$

Da nun jeder einzelne Cylinder sich dem hinter ihm liegenden gegenüber wie ein primär bewegter verhält, so lässt sich das Princip der wellenförmigen Bewegung folgendermassen ausdrücken:

Bei jeder wellenförmigen Bewegung hat jeder oscillirende Punkt in jedem Augenblicke diejenige Oscillationsgeschwindigkeit, die jeder vorhergehende eine bestimmte Zeit früher, nämlich um so viel früher gehabt hat, als die einzelne Erschütterung braucht, um von jenem zu diesem zu gelangen.

Denkt man sich das elastische Mittel aus unendlich vielen und unendlich nahen Punkten gebildet, so lässt sich vorgenanntes Princip in doppelter Weise in die analytische Sprache umsetzen.

Auf unendlich kleine Entfernungen angewendet, lautet es, wenn $y = f(x, t)$; $c = \frac{dy}{dt}$ gesetzt wird,

$$\frac{df(x + \Delta x,\ t + \Delta t)}{dt} = \frac{df(x, t)}{dt},$$

$$\Delta x = v \Delta t .$$

Wird die erste dieser Gleichungen nach t integrirt, so erhält man:

$$f(x + \Delta x,\ t + \Delta t) = f(x, t)$$

und daraus zieht sich der Schluss, dass man in die Formulirung des Principes der wellenförmigen Bewegung anstatt der Oscillationsgeschwindigkeiten ebensowohl die Excursionen aufnehmen darf.

Macht man ferner Anwendung vom Taylor'schen Lehrsatze, so kann man schreiben:

$$f(x+\Delta x,\ t+\Delta t) = f(x,t) + \frac{df}{dx}\Delta x + \frac{df}{dt}\Delta t = f(x,t)\,,$$

so dass folgt

$$\frac{df}{dt}\Delta t = -\frac{df}{dx}\Delta x$$

oder

$$\frac{dy}{dt} = -v\frac{dy}{dx}\,.$$

Führt man noch die Oscillationsgeschwindigkeit c ein, und beachtet, dass $\frac{dx}{dy}$ gleich der Tangente des Neigungswinkels α ist, den die Wellenlinie in demjenigen Punkte, durch welchen zur Zeit t die Geschwindigkeit c eben hindurchgeht, mit der Abscissenaxe bildet, so hat man für die Geschwindigkeit der Fortpflanzung den bemerkenswerthen Ausdruck:

$$v = -\frac{c}{\operatorname{tg}\alpha}\,.$$

Wird endlich die Gleichung

$$\frac{dy}{dt} = -v\frac{dy}{dx}$$

beiderseits nach t differentiirt, so ist:

$$\frac{d\frac{dy}{dt}}{dt} = -v\frac{d\frac{dy}{dx}}{dt} = -v\frac{d\frac{dy}{dt}}{dx}\,,$$

folglich

$$\frac{dc}{dt} = -v\frac{dc}{dx} \quad \text{oder} \quad \frac{d^2y}{dt^2} = v^2\frac{d^2y}{dx^2}\,.$$

Dieser Ausdruck für die Geschwindigkeitszuwüchse ist analog demjenigen für die Oscillationsgeschwindigkeiten.

Bezieht man nun andererseits das Princip der wellenförmigen Bewegung anstatt auf unendlich kleine, auf endliche Entfernungen, so ergibt sich ebenso unmittelbar wie oben:

$$c = \varphi\left(t - \frac{x}{v}\right),$$

$$y = f\left(t - \frac{x}{v}\right).$$

Diese Gleichungen sowie der vorher gefundene Ausdruck für $\frac{dc}{dt}$ und $\frac{d^2y}{dt^2}$ gelten ebensowohl für einen einzelnen Stoss als für eine beliebige

continuirliche Bewegung, sie besagen eben nur, dass in jedem Mittel, für welches sie gelten, die Fortpflanzungsgeschwindigkeit unabhängig ist von der Art dieser Bewegung, also speciell für eine periodische Bewegung unabhängig von dem Rhythmus derselben, folglich auch von der Schwingungsdauer.

Da das Functionszeichen f ganz unbestimmt geblieben ist, so haben die Gleichungen mit der anderweitig bekannten Thatsache, dass es in der Natur pendelartig einfache Schwingungen gibt, und dass zufällig die den Stimmgabeltönen und den homogenen Farben (im dispersionslosen Weltraume) entsprechenden Schwingungen sich durch Sinuscurven ausdrücken lassen, an sich gar nichts zu thun.

Wenn nun die Gleichungen:

$$y = f(t)\,; \quad y = f\left(t - \frac{x}{v}\right)$$

für je zwei beliebige Punkte gelten, die um eine feste unveränderliche Strecke x von einander abstehen, so beginnt von dem Momente an, in welchem dem ersteren irgend ein Bewegungszustand auf irgend welche Weise mitgetheilt wird, die Weiterleitung desselben und die Bildung der entsprechenden Welle. Im Momente, wo die Zuführung der Bewegung aufhört, hört ebenso plötzlich die Fortbildung der Welle auf, und es pflanzt sich nun so zu sagen die Ruhe von Theilchen zu Theilchen fort. Die Form des inzwischen gebildeten Wellenstückes hängt ab vom Functionszeichen f.

Verweilen wir nochmals bei dem bestimmten Beispiele der unendlich langen Mach'schen Cylinderreihe. Irgend einen Cylinder wollen wir den ersten nennen und weiter die Oscillationen des p^{ten} betrachten. Macht derselbe in Folge der Einwirkung einer spontanen Kraft in den aufeinanderfolgenden Augenblicken: t, $t + \varDelta t$, $t + 2\varDelta t$; ... die Excursionen $f(t)$, $f(t + \varDelta t)$, $f(t + 2\varDelta t)$, ..., so werden dieselben successive an die Cylinder $p + 1$, $p + 2$, $p + 3$ ... übergehen und werden sonach Theile einer Welle.

Da es nun gleichgültig ist, auf welche Weise dem Cylinder p die obige Reihenfolge von Excursionen zugeführt wird, so lässt sich z. B. auch so verfahren, dass man dem Cylinder o mittels spontaner Einwirkung zur Zeit

$$t - \frac{p\varDelta x}{v}\,,\ t + \varDelta t - \frac{p\varDelta x}{v}\,,\ t + 2\varDelta t - \frac{p\varDelta x}{v}\,, \ldots$$

die Excursionen

$$f(t),\ f(t + \varDelta t),\ f(t + 2\varDelta t)\,, \ldots$$

ertheilt. Sie alle treffen in richtiger Folge so beim Cylinder p ein, dass

derselbe zur Zeit t die beabsichtigten Schwingungen beginnt. Die von p gebildete Welle ist also mit der früheren identisch.

Oder auch bei Anwendung discontinuirlicher Momentanstösse. Man gibt beliebigen Cylindern in bestimmten Augenblicken bestimmte Excursionen, so dass sich etwa entsprechen:

Nr. d. Cyl.	Exc.	Zeit
0	$f(t)$	$t - \frac{p\Delta x}{v}$
m_1	$f(t+\Delta t)$	$t - \frac{(p-m_1)\Delta x}{v} + \Delta t$
m_2	$f(t+2\Delta t)$	$t - \frac{(p-m_2)\Delta x}{v} + 2\Delta t$
. . . . .	. . . . .	. . . . .
m_n	$f(t+n\Delta t)$	$t - \frac{(p-m_n)\Delta x}{v} + n\Delta t$.

Auch jetzt treffen die Excursionen in richtiger Folge bei p ein, und die von p weitergehende Welle hat wiederum dieselbe Form.

Der hier betrachtete Vorgang ist nun kein anderer als derjenige, der in continuirlicher Form in Luft oder Aether bei Bewegung von Ton- oder Lichtquelle vor sich geht.

Es sei $y = f(t)$ die Excursion der Quelle zur Zeit t, sei ferner $\pm g$ die Geschwindigkeit ihrer Translation und $\pm v$ die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der einzelnen Erschütterung. Zur Zeit 0 mögen die Ausschläge beginnen, und es sei $y_0 = f(0)$.

Die Abscissen werden von demjenigen Punkte an gezählt, in dem sich die Quelle in diesem Augenblicke befindet, so dass also $x_0 = 0$.

In Folge der Spontanität ihrer Schwingungen ist die Excursion der Quelle am Ende des Zeittheilchens Δt zu $y_1 = f(\Delta t)$ geworden, und die zugehörige Abscisse sei $x_1 = g\Delta t$.

Inzwischen ist die frühere Erschütterung mit der Geschwindigkeit v und $v\Delta t$ vorangeschritten, sodass also $x_0 = v\Delta t$ geworden.

Am Ende der Zeit $2\Delta t$ hat die Quelle die Excursion $y_2 = f(2\Delta t)$, und die dieser Excursion entsprechende Abscisse ist $x_2 = 2g\Delta t$. Mittlererweile ist die Excursion y_1 mit der Geschwindigkeit v fortgewandert, so dass $x_1 = (v+g)\Delta t$ geworden ist, und aus demselben Grunde befindet sich die Excursion y_0 in einem Punkte mit der Abscisse $x_0 = 2v\Delta t$.

Allgemein hat man hiernach für die Excursion y_p

$$t = n\Delta t\,,\quad y_p = f(p\Delta t)\,,\quad x_p = [(n-p)v + pg]\Delta t\,.$$

Ersetzt man nun Δt durch $\frac{t}{n}$, so folgt:

$$y = f\left(\frac{p}{n} t\right),$$

$$x = v t \left[1 - \frac{p}{n}\left(1 - \frac{g}{v}\right)\right].$$

Die Elimination von $\frac{p}{n}$ aus beiden Gleichungen gibt dann zwischen y und x die folgende Relation:

$$y = f\left(\frac{t - \frac{x}{v}}{1 - \frac{g}{v}}\right) = f\left(\frac{v t - x}{v - g}\right)$$

als Gleichung der erzeugten Welle.

Führt man nunmehr als Schwingungen für die bewegte spontane Quelle die pendelartig einfache ein, nämlich $y = a \sin \frac{2\pi}{T} t$, so wird durch die Bewegung also eine Welle von der Form erzeugt

$$y = a \sin \frac{2\pi}{T} \cdot \frac{v t - x}{v - g}.$$

Setzt man zur Abkürzung

$$\frac{v - g}{v} T = T_1, \quad (v - g) T = \lambda_1,$$

so hat man

$$y = a \sin 2\pi \left(\frac{t}{T_1} - \frac{x}{\lambda_1}\right).$$

Diese Gleichung repräsentirt eine Sinussoide mit doppelter Periodicität; es ist T_1 die Schwingungsdauer und λ_1 die Länge der gebildeten Welle.

Da nur im Zustande der ruhenden Lichtquelle die Wellenlänge $\lambda = v T$ erzeugt wird, so folgt:

$$\frac{T_1}{T} = \frac{\lambda_1}{\lambda},$$

d. h. es ist in Folge der Bewegung der Lichtquelle Schwingungsdauer und Wellenlänge in gleichem Verhältnisse verkürzt. Es ist dies genau die Formulirung des Doppler'schen Princips.

Eine Verallgemeinerung der hier gegebenen Herleitung des Doppler'schen Princips für den Fall einer Ausbreitung der Wellen im Raume ist ebenfalls von Ketteler*) gegeben.

Es sei

$$\varrho = \Sigma A \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - a\right)$$

*) l. c. pag. 135 u. flg.



das Schwingungsgesetz von Punkten, die auf einer mit irgend welchem Radius um den Erschütterungsmittelpunkt beschriebenen Kugelschale liegen. Die Dicke derselben sei l. Denkt man sich den Gehörgang des Ohres oder die Pupillenöffnung, beide vom Querschnitte b, an dieselbe herangebracht, so liegt vor derselben ein Massenelement von Luft oder Aether von der Grösse $\mu = b \cdot s \cdot l$, dessen objective Intensität zugleich als Mass zu betrachten ist für die Stärke der subjectiven Empfindung, sodass sich also, zur Abkürzung: $\frac{d\varrho}{dt} = c$ gesetzt, für die einzelne Partialschwingung ergibt:

$$J = \mu \int c^2 dt \, .$$

wo die Integrationsgrenzen um die Zeiteinheit auseinanderliegen.

Dieser Ausdruck behält auch bei der Bewegung seine Gültigkeit, denn sofern man von den etwaigen Dichtigkeitsänderungen in Folge von Strömungen abstrahiren darf, bleibt s und darum μ constant.

Befindet sich nun zunächst ein ruhender Beobachter in der Entfernung δ vom ruhenden Erschütterungsmittelpunkte, und legt man durch denselben als Spitze einen Kegel von der Basis b, so schneidet derselbe aus einer gleich dicken Kugelschale vom Radius 1 ein Massenelement heraus, das die Grösse hat $\mu_1 = \frac{\mu}{\delta^2}$. Nun verlangt das Gesetz der Erhaltung der Kraft, dass:

$$\int \mu_1 \, c_1{}^2 \, dt = \int \mu \, c^2 \, dt = \int \mu \, \frac{c_1{}^2}{\delta^2} \, dt$$

oder

$$J = \mu \int \frac{c_1{}^2}{\delta^2} \, dt \, .$$

Da auch δ bezüglich der Integration constant bleibt, so lässt sich dasselbe heraussetzen, und so ersieht man, dass die subjective Intensität im umgekehrten Verhältniss des Quadrates der Entfernung abnimmt.

Bei Ausführung der Integration erhält man:

$$J = \mu \left(\frac{A_1}{T.\delta}\right)^2 = \mu \left(\frac{A}{T}\right)^2 ,$$

so dass $A = \frac{A_1}{\delta}$, also die Amplitude selbst im umgekehrten Verhältnisse der Entfernung abnimmt.

Mit Rücksicht hierauf kann man die ursprüngliche Gleichung für J umformen in:

$$J = \mu \int \left[\frac{d \frac{A_1}{\delta} \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - a \right)}{dt} \right]^2 dt \,.$$

Denkt man sich jetzt Wellencentrum und Beobachter in relativer Bewegung, so ist zuvörderst zu beachten, dass man in den meisten Fällen — nur beim Schall nicht, wenn die Tonhöhe sehr niedrig ist — einen nur kleinen Fehler begeht, wenn man die Entfernung zwischen beiden für die Dauer einiger weniger Schwingungen ($mT = 1$) als constant betrachtet oder vielmehr für dieselben ihren Mittelwerth einführt. Alsdann lässt sich der Factor $\frac{1}{\delta^2}$ vor das Integralzeichen in der Gleichung

$$J = \mu \int \frac{c_1^2}{\delta^2} dt$$

setzen, und man gelangt wieder zur Gleichung

$$J = \mu \left(\frac{A}{T} \right)^2,$$

in der aber nunmehr unter T die modificirte Schwingungsdauer zu verstehen ist.

Doch wie dem auch sein möge, jede einzelne während der Zeit dt von der Wellenquelle ausgehende Erschütterung von der Form:

$$\varrho_0 = A_0 \sin 2\pi \frac{t'}{T}$$

erreicht die Kugel vom Radius 1 nach irgend einer Zeit mit der Oscillationsgeschwindigkeit

$$c_1 = \frac{2\pi A_1}{T} \cos 2\pi \frac{t'}{T},$$

und ebenso nach irgend einer weiteren Zeit die Kugel δ mit der Oscillationsgeschwindigkeit:

$$c = \frac{2\pi A}{T} \cos 2\pi \frac{t'}{T}.$$

Es besteht also für diese Geschwindigkeiten die Differentialgleichung

$$c^2 dt = \frac{c_1^2}{\delta^2} dt, \text{ das heisst } A = \frac{A_1}{\delta},$$

und die Gleichung

$$J = \mu \int \left[\frac{d \frac{A_1}{\delta} \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - a \right)}{dt} \right]^2 dt$$

behält nach wie vor ihre Gültigkeit.

Ketteler hat auf Grund der in dieser Verallgemeinerung des Doppler'schen Princips auf die Ausbreitung der Wellen im Raume erhaltenen Formeln noch weitere Schlüsse gebaut über die Intensität des von bewegten Lichtquellen ausgesandten Lichtes. Doppler hatte behauptet, dass bei Annäherung eine Verstärkung, bei der Entfernung eine Abnahme der Intensität des Lichtes stattfinde.

Die hauptsächlichsten der von Ketteler*) gefundenen Sätze lauten:

Wie auch immer die relative Bewegung zwischen Fixsternen und Erde sein möge, die Intensität des in einem bestimmten Abstande von ihnen aufgenommenen Lichtes ist nur abhängig von der absoluten Bewegung der Fixsterne.

Beim Uebergange von bewegter Quelle zum ruhenden Mittel macht die Ausschlagsamplitude einen plötzlichen Sprung und ebenso einen zweiten beim Uebergange von diesem zum bewegten Beobachter.

Die erste experimentelle Bestätigung des Doppler'schen Princips für die Schallwellen datirt bereits aus dem Jahre 1875 von Buijs-Ballot, der zur Bewegung der Schallquelle eine Locomotive benutzte. Späterhin sind eine ganze Reihe von Experimenten, theils an besonders dazu construirten Apparaten, theils ebenfalls mit Hülfe von Locomotiven angestellt worden, die sämmtlich die Folgerungen des Doppler'schen Princips auf das klarste verificirt haben.

Wir verweisen in Betreff dieser akustischen Untersuchungen auf das im Anhange folgende Litteraturverzeichniss.

Eine praktische Bestätigung des Doppler'schen Princips für Lichtwellen verursacht ungleich grössere Schwierigkeiten als für den Schall wegen der so sehr viel grösseren Lichtgeschwindigkeit.

Während sich bei einer Geschwindigkeit einer Tonquelle von 10 m pro Secunde bei einer Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalles von 332 m schon mit Leichtigkeit die Aenderung der Tonhöhe constatiren und messen lässt, müssten, um dasselbe Verhältniss zwischen translatorischer und Fortpflanzungsgeschwindigkeit beim Lichte zu erhalten, Geschwindigkeiten von 1000 km und mehr zur Verfügung stehen. Eine solche Geschwindigkeit wird aber thatsächlich noch nicht ausreichen, um allein aus der entstehenden Farbenänderung auf Bewegungen der Lichtquelle oder des Beobachters schliessen zu können. Es geht dies leicht aus folgender Betrachtung hervor.

Drückt man die Aenderung der Wellenlänge, welche nach dem Doppler'schen Princip durch Bewegung der Lichtquelle erfolgt, aus durch $\Delta\lambda = \frac{\lambda \cdot c}{v}$, wobei unter c die translatorische Geschwindigkeit

*) Pogg. Ann., Bd. 154, pag. 260.

und unter v die Lichtgeschwindigkeit verstanden werden soll, so würde sich für die Linie F bei der obigen Geschwindigkeit von 1000 km ergeben

$$\Delta\lambda = \frac{486 \cdot 5 \times 1000}{300\,000} = 1.6\,\mu\mu.$$

Selbst das empfindlichste Auge dürfte nicht in der Lage sein, Farbenunterschiede, die um 1.6 $\mu\mu$ in der Schwingungszahl verschieden sind, unterscheiden zu können, andererseits sind Geschwindigkeiten von 1000 Kilometern auch bei kosmischen Bewegungen nicht zu erwarten.

Ein sehr viel feineres Hülfsmittel zur Nachweisung von Aenderungen in der Wellenlänge oder der Vibrationsgeschwindigkeit als durch die Farbe ist aber durch die damit verbundene Aenderung des Brechungsvermögens des betreffenden Lichtstrahles gegeben.

Es ist schon darauf hingewiesen, dass weisses Licht, auch nach seiner Modification gemäss des Doppler'schen Princips, keine nachweisbare Aenderung erfährt, indem auf der einen Seite aus den unsichtbaren Strahlen ergänzt wird, was auf der anderen von den sichtbaren Strahlen verloren geht. Also auch das continuirliche Spectrum des weissen Lichtes hat nicht die geringste wahrnehmbare Aenderung erfahren, besonders ist keinerlei Verschiebung der Farben eingetreten.

Bei einer homogenen Lichtquelle, oder allgemeiner, bei einer Lichtquelle, welche einzelne getrennte Strahlensorten emittirt, also bei allen unter geringem Drucke glühenden Gasen, wird die Farbe und die Brechbarkeit der einzelnen Strahlensorten gleichzeitig geändert; im Spectroskope ist also nicht nur die Farbe der hellen Linien eine andere geworden, sondern auch ihre Lage relativ zu einem festen Nullpunkte. Wegen der vollständigen Reciprocität von Emission zu Absorption ist es nun gleichgültig, ob das bewegte Gas selbst emittirt oder aus einer dahinter gelegenen weissen Lichtquelle absorbirt, also sind auch in einem von dunklen Linien durchzogenen continuirlichen Spectrum die dunklen Linien gegen einen festen Nullpunkt und gegen das continuirliche Spectrum verschoben.

Die Messung der eingetretenen Verschiebung von Linien in Folge der geänderten Brechbarkeit des Lichtstrahles ist nun die einzige Methode, welche eine genügende Genauigkeit besitzt, um Bewegungen von Lichtquellen, wie sie im Weltenraume vorkommen, noch erkennen und bestimmen zu können. Geschwindigkeiten im Laboratorium herzustellen, welche eine erkennbare Verschiebung im Spectrum hervorrufen könnten, ist bis jetzt noch nicht gelungen.

III. Theil.

Die Ergebnisse spectralanalytischer Untersuchungen an Himmelskörpern.

Capitel I.

Die Sonne.

Einleitung.

Entsprechend den in der Vorrede auseinandergesetzten Gründen wollen wir uns in Bezug auf die Annahmen, welche über die Constitution der Sonne gemacht werden müssen, auf das Aeusserste beschränken und uns nicht auf eine der bereits existirenden Sonnentheorien näher einlassen. Wenn dagegen im Laufe unserer Darstellungen Resultate auftreten, deren Nutzanwendung auf die Sonnenphysik ohne Weiteres geboten erscheint, soll eine Andeutung derselben nicht vermieden werden.

Wir setzen demnach das Folgende voraus:

Die Sonne ist ein Himmelskörper von einer ungemein hohen Temperatur; bei dem Widerstreite zwischen dieser hohen Temperatur und dem durch die Masse der Sonne bedingten ungeheuren Drucke ist eine Vorstellung über den Aggregatzustand des Sonneninneren kaum möglich; jedenfalls aber befindet sich die für uns sichtbare äusserste Schicht des Sonnenkörpers, die Photosphäre, im gasförmigen Zustande, enthält aber vermöge der Abkühlung durch Ausstrahlung in den Weltraum Condensationsproducte in Form von cirrhusartigen Wolken, durch welche das granulirte Aussehen dieser Schicht entsteht. Die Photosphäre ist diejenige Schicht, welche den weitaus grössten Theil der Ausstrahlung von Sonnenenergie vermittelt, sie verleiht der Sonne vor Allem ihre Leuchtkraft und bildet die Begrenzung der scheinbaren Sonnenscheibe. Da die Ausstrahlung von glühenden festen oder flüssigen Partikelchen herrührt — entsprechend einer irdischen Leuchtflamme —, so documentirt sich dieselbe im Spectroskope als continuirliches Spectrum.

Auf diese Schicht projicirt erblickt man die dunkleren Sonnenflecken und die helleren Fackeln; über das Niveau, in welchem sich die ersteren befinden, soll keine Annahme gemacht werden, die letzteren sind zweifelsohne als Erhöhungen über das allgemeine Niveau der Photosphäre zu betrachten.

Auf die Photosphäre folgt eine sehr dünne Schicht, die vielleicht nur als der oberste Theil der ersteren zu betrachten ist, in welcher eine Reihe von Elementen, wesentlich Metalle, in gasförmigem Zustande vorhanden sind. Ihre Temperatur ist geringer, als diejenige der glühenden Theilchen innerhalb der Photosphäre, und aus diesem Grunde findet in dieser Schicht eine starke elective Absorption aus dem weissen Lichte der Photosphäre statt, welche im Spectrum die dunklen Fraunhoferschen Linien erzeugt.

Hierauf folgt eine zwar mächtige, aber relativ immerhin sehr dünne Schicht, welche wesentlich aus Wasserstoff besteht; sie wurde zuerst bei totalen Sonnenfinsternissen wahrgenommen und wegen ihrer röthlichen Färbung Chromosphäre genannt. Aus irgend welchen Ursachen — Eruptionen aus dem Innern, heftige Strömungen, hervorgerufen durch Temperatur- und Druckdifferenzen — wird diese Chromosphäre stellenweise bis zu zuweilen ganz enormen Höhen emporgerissen; eine Erscheinung, die hauptsächlich nur am Sonnenrande — bei totalen Sonnenfinsternissen mit blossem Auge sichtbar — beobachtet werden kann, und welche man daher als Protuberanzen bezeichnet.

Ueber der Chromosphäre breitet sich nun bis in Höhen, die mehrere Sonnenradien betragen können, die eigentliche Sonnenatmosphäre aus, die nur bei totalen Sonnenfinsternissen zu sehen ist, und welche man bezeichnender Weise Corona genannt hat.

1. Das Sonnenspectrum.

Wenn man das Sonnenlicht direct auf den Spalt eines Spectroskopes fallen lässt, so dringt durch denselben Licht von allen Theilen der Sonnenscheibe ein; das alsdann entstehende Spectrum ist ein mittleres Spectrum der Sonne und unterscheidet sich von dem Spectrum eines bestimmten Punktes der Sonnenoberfläche, welches man erhält, wenn vermittels einer Linse das Bild der Sonne auf den Spalt projicirt wird.

Wir wollen in diesem Abschnitt nur das mittlere Sonnenspectrum besprechen; dasselbe ist direct zu vergleichen mit dem Spectrum eines Sternes, von welchem wegen des verschwindenden Durchmessers überhaupt nur ein mittleres Spectrum erhalten werden kann.

Das Sonnenspectrum setzt sich aus drei Theilen zusammen, aus

einem continuirlichen Spectrum, herrührend von den glühenden festen oder flüssigen Partikelchen der Photosphäre, aus den Absorptionslinien, welche im ersteren beim Durchgange des Lichtes durch die oberhalb der Photosphäre befindlichen Schichten sowie durch unsere irdische Atmosphäre entstehen, und aus den hellen Linien, welche die ausserhalb des scheinbaren Sonnenrandes befindlichen glühenden Gase erzeugen. Diese letzteren Linien sind im Sonnenspectrum nicht zu sehen, da diejenigen Linien, für welche entsprechende Absorptionslinien im Sonnenspectrum nicht vorhanden sind, vollständig durch das continuirliche Spectrum überstrahlt werden, während die anderen nur eine — praktisch wohl nicht wahrnehmbare — geringe Aufhellung der dunklen Fraunhofer'schen Linien bewirken.

Ueber die Grenze eines continuirlichen Spectrums im Ultraroth kann nichts Bestimmtes angegeben werden, da die grösseren Wellenlängen schon bei den geringsten Temperaturen beginnen, und es nach den neuesten Entdeckungen von Herz wohl möglich ist, dass nach dieser Seite hin ein allmählicher Uebergang nach den elektrischen Wellen stattfindet. Dagegen hängt die Grenze des Spectrums über das Violett hinaus von der Temperatur des glühenden Körpers ab, und zwar so, dass sich diese Grenze immer weiter verschiebt, je höher die Temperatur des lichtaussendenden Körpers wird. Es bietet dieser Umstand insofern Interesse, als hieraus ein genäherter Schluss auf die Temperatur des Körpers gezogen werden kann; beim Sonnenspectrum findet dies jedoch nur in beschränkter Weise statt, da sowohl die Atmosphäre der Sonne, als auch diejenige unserer Erde eine nach dem Violett zu immer kräftiger werdende allgemeine Absorption ausübt.

Es ist durch verschiedene Versuche Cornus nachgewiesen, dass bei der Wellenlänge 200 $\mu\mu$ ein fast plötzliches Abbrechen der Spectra stattfindet, auch wenn das Licht nur kleine Strecken unserer Atmosphäre durchläuft. Es ist in Folge dessen nicht möglich, die wirkliche Grenze des Sonnenspectrums zu beobachten, und es kann daher kein Schluss auf die obere Grenze der Sonnentemperatur gezogen werden.

Unter dem sichtbaren Theile des Spectrums versteht man im Allgemeinen die Strecke von der Linie A bis H, bei Anwendung sehr concentrirten Sonnenlichtes können beide Grenzen etwas verschoben werden, im rothen Theile allerdings nur wenig, im violetten aber beträchtlich weit ins Ultraviolett hinein.

Alle Darstellungen des sichtbaren Theiles des Sonnenspectrums bis zu Ångström basiren auf willkürlichen Scalen, und erst Ångström gebührt das hohe Verdienst, als Mass für Strecken im Spectrum die Wellenlänge eingeführt zu haben. In neuerer Zeit ist man gänzlich von

der Benutzung willkürlicher Scalen abgegangen und hat allgemein die Wellenlänge als Normalmass in die Spectralanalyse eingeführt. Als Einheit dieses Masses empfiehlt sich am vortheilhaftesten das Milliontel-Millimeter der Wellenlänge, indem einmal dadurch eine gewisse Gleichförmigkeit in den kleinsten Masseinheiten (Millimeter, Mikron = 0.001 Mill. und Milliontel-Millim. = 0.000 001 Mill.) hergestellt wird, und andererseits diese Einheit im Gebrauche praktisch erscheint, da bei der Genauigkeit, welche man bis jetzt bei Wellenlängenbestimmungen erreicht hat, die dritte Decimalstelle für alle Fälle ausreicht. Zu einer besonderen Benennung dieser Wellenlängeneinheit liegt wohl kein Bedürfniss vor, dagegen erscheint eine kurze Bezeichnung für dieselbe von Wichtigkeit, als welche das Zeichen $\mu\mu$ vorgeschlagen worden ist. In diesem Buche ist nun sowohl das Milliontel-Millimeter als Einheit als auch die Bezeichnung $\mu\mu$ durchweg angenommen worden.

Die Wellenlängen sind insofern eine natürliche Masseinheit, als die Längen der Lichtschwingungen streng physikalische Begriffe und nach dem jetzigen Standpunkte der theoretischen Optik auch reelle Begriffe sind; in den Fundamentalbestimmungen dieser Grösse treten aber verschiedene Fehlerquellen auf, welche den wahren Werth der Wellenlängen verfälschen; besonders schädlich wirkt hierbei ein Fehler in der Bestimmung der Entfernung der Gitterstriche (siehe pag. 60), wobei ebenfalls die Abweichung der zu Grunde gelegten Metereinheit von dem idealen Meter in Frage tritt. Aus diesem Grunde weichen die verschiedenen Fundamentalbestimmungen der Wellenlängen von einander ab, und man muss sich daher zur Wahl eines der gefundenen Wellenlängensysteme entscheiden.

Bis zum Jahre 1886 ist das Wellenlängensystem, welches dem »Spectre normal du Soleil« von Ångström zu Grunde liegt, als das beste und sicherste bei allen Wellenlängenangaben benutzt worden. Durch die Untersuchungen von Müller und Kempf*) sowie durch Thalén ist es indessen klargelegt, dass die Abweichungen, welche die Ångström'schen Wellenlängenbestimmungen von dem Potsdamer System zeigen, wesentlich auf einer fehlerhaften Annahme in der Länge des von Ångström benutzten Meters zurückzuführen sind, und dass demnach das Potsdamer System das richtigere sein wird. Ausser diesen beiden Systemen kommt noch dasjenige in Frage, welches der photographischen Darstellung des Sonnenspectrums von Rowland zu Grunde liegt und von dem Potsdamer System nur sehr wenig abweicht.

Aus einer Vergleichung**) der Potsdamer Wellenlängen mit den

*) Bestimmung der Wellenlängen von 300 Linien im Sonnenspectrum. Publ. d. Astrophys. Obs. zu Potsdam. Bd. V. 1886. **) V. J. S. d. Astr. Gesellsch. Bd. 23, p. 262.

directen Ablesungen aus der Rowland'schen Tafel*) folgt eine constante Differenz beider Werthsysteme von + 0.006 $\mu\mu$ im Sinne (Müller-Kempf) — Rowland.

Eine Vergleichung des ersteren Systems mit den Rowland'schen Normallinien**) lässt erkennen, dass die Abweichungen nicht constant sind. Aus einer noch nicht publicirten Untersuchung von G. Müller entnehme ich mit freundlicher Erlaubniss des Verfassers hierfür die folgenden Werthe (erhalten aus etwa 100 Normallinien):

W.-L.	M.-K. — Rowland
400 μ	+ 0.013 $\mu\mu$
500	+ 0.016
600	+ 0.019
700	+ 0.022

Hiernach ist wohl kein Zweifel, dass die beiden Systeme Potsdam und Rowland der Wahrheit sehr nahe liegen, und dass man eines derselben in Zukunft zu Grunde legen wird. Andere absolute Wellenlängenbestimmungen können hierbei wohl nicht in Frage kommen, da bei denselben nicht gleichzeitig eine Darstellung des Sonnenspectrums gegeben ist und meistens nur einige Linien bestimmt sind.

Ich habe mich in diesem Lehrbuche für die Annahme des Systems Müller-Kempf entschieden, und zwar allein aus dem Grunde, weil für dieses sowohl eine Zeichnung als auch ein Verzeichniss aller sichtbaren Linien der Sonne vorliegt, während der Rowland'schen photographischen Darstellung ein solches Verzeichniss noch fehlt. Die Treue der Wiedergabe ist in dem Rowland'schen Spectrum, besonders was das Aussehen und die Stärke der Linien angeht, natürlich eine grössere, als in der Zeichnung; dafür ist aber das Vorhandensein eines Verzeichnisses praktisch von solcher Wichtigkeit***), dass die obige Entscheidung keinen Augenblick zweifelhaft sein konnte, besonders da wegen der Geringfügigkeit der Differenzen der beiden Systeme die Benutzung der Rowland'schen Photographie auch unter Zugrundelegung der Potsdamer Wellenlängen nicht die geringste Schwierigkeit verursacht. Zur Reduction der Ångström'schen Wellenlängen auf dieses System hat die fol-

*) Diese Darstellung des Sonnenspectrums erstreckt sich von A bis H in etwa demselben Massstabe, wie das Potsdamer Sonnenspectrum. Ausserdem sind von einzelnen Theilen des Spectrums noch besondere vergrösserte Tafeln gegeben. Das Rowland'sche Spectrum ist auf photographischem Wege mit Hülfe eines Concavgitters hergestellt worden, siehe pag. 61.

**) Amer. Journ. Bd. 33, 182.

***) Im Anhange A. ist dieses Verzeichniss der Linien zum Abdruck gelangt.

gende Tafel gedient, bei welcher die Reduction im Sinne Potsdam — Ångström gegeben ist.

Wellenlängen	Diff.	Wellenlängen	Diff.
686.9 — 656.3	+ 0.127	527.0 — 516.8	+ 0.099
656.3 — 640.0	122	516.8 — 504.1	096
640.0 — 626.5	120	504.1 — 495.8	094
626.5 — 613.7	117	495.8 — 486.2	093
613.7 — 602.4	115	486.2 — 470.3	090
602.4 — 589.0	113	470.3 — 455.0	087
589.0 — 576.3	110	455.0 — 441.5	085
576.3 — 565.9	108	441.5 — 432.6	083
565.9 — 552.9	106	432.6 — 422.7	081
552.9 — 540.6	103	422.7 — 410.2	079
540.6 — 527.0	101	410.2 — 389.6	076

Die Darstellung des Sonnenspectrums in dem ultrarothen Theile bietet sehr grosse Schwierigkeiten, und eine einigermassen brauchbare besitzt man erst seit kurzer Zeit. Es gibt drei Methoden, nach welchen das ultrarothe Spectrum wahrnehmbar gemacht werden kann: durch Phosphorescenz, durch die Wärmewirkung und durch ein besonderes photographisches Verfahren.

Die Beobachtung des ultrarothen Spectrums mit Hülfe der Phosphorescenz lässt sich nach dem Vorgange Becquerels*) folgendermassen anstellen.

Ein möglichst intensives Sonnenspectrum wird auf eine Schicht einer phosphorescirenden Substanz projicirt; wenn dann nach einiger Zeit das Spectrum plötzlich abgeblendet wird, erscheint der ultrarothe Theil desselben auf kurze Zeit in dem der Substanz eigenthümlichen Lichte; Wellenlängenbestimmungen etwa vorhandener Linien werden am einfachsten mit Hülfe von Interferenzstreifen vorgenommen, welche man leicht dadurch erzeugt, dass vor den Spalt des Spectroskopes eine sehr dünne durchsichtige Platte gesetzt wird. Sehr viel intensiver werden die Interferenzstreifen, wenn statt der vorgesetzten dünnen Platte der Heliostatenspiegel mit einer solchen Platte belegt wird. Eine Beobachtung oder gar Messung in dem stets sehr rasch verschwindenden phosphorescirenden Spectrum ist sehr unsicher und schwierig, man kann jedoch die Erscheinung continuirlicher herstellen, wenn man auf den ultrarothen Theil des zu beobachtenden Spectrums den ultravioletten Theil eines anderen Spectrums projicirt, in welchem in Folge weiter Spalt-

*) Comptes Rendus Bd. 77, 302; 83, 249; 99, 417.

öffnung keine Linien oder Bänder mehr sichtbar sind. Es tritt hierbei die eigenthümliche Erscheinung ein, dass die durch die ultrarothen Strahlen erzeugte Phosphorescenz durch die ultravioletten wieder aufgehoben wird, aber je nach der Stärke der ultrarothen Bestrahlung verschieden. In Folge dessen erscheinen die Bänder und Linien des ultrarothen Spectrums hell auf dunklem Grunde. Diese Erscheinung zeigt sich indessen nur an einer kleinen Stelle des rothen Spectrums; durch Verschieben des ultravioletten Spectrums können aber alle Theile nach einander zur Sichtbarkeit gebracht werden. Da das Spectrum auf eine verhältnissmässig rauhe Fläche projicirt werden muss, so gehen natürlich alle Feinheiten desselben verloren. Becquerel hat nach dieser Methode verschiedene Bänder, die sich aus mehreren Linien zusammensetzten, gesehen und deren Wellenlängen bestimmt, wie die folgende Tabelle aufweist:

W.L.	W.L.
760.4 *A*	968
771	992
783	1025
791—796	1069—1075
804	1115—1119
819 (Na)	1132—1142
830	1142 (Na)
844	1200 (Mg)
858—862 (Ca)	1254
876	1351—1400
898—900 (Mg)	1440
917—920	1510—1560 Gruppe von Bändern
934—945	1800—1880.
950—965	

Nach Becquerel sind einige dieser Absorptionsstreifen mit den Linien der Metalle Natrium, Calcium und Magnesium identificirt.

Wenn es sich darum handelt, nur die Existenz des ultrarothen Theiles der Strahlung durch ihre Wärmewirkung zu beweisen, so genügt hierzu schon ein feines Differentialthermometer; etwas genauere Resultate, die auch die Existenz von Absorptionsbändern nachzuweisen erlauben, erhält man bei Verwendung von Thermosäulen. Auf diese Weise haben schon Herschel*), Draper**), Lamansky***) u. A. ihre Untersuchungen des ultrarothen Theiles durchgeführt.

*) Philos. Trans. 1800. **) Philos. Magaz. (4) 44.
***) Monatsb. d. Berl. Akad. 1871.

Die umfangreichsten und weitgehendsten Untersuchungen über das ultrarothe Spectrum unter Zugrundelegung der Wärmewirkung desselben hat Langley*) seit einer Reihe von Jahren angestellt. Derselbe benutzte hierzu ein Instrument, welches er Bolometer nannte, und welches folgende Einrichtung besitzt. Der Bestrahlung durch das Spectrum wird ein feiner Streifen von Platinblech ausgesetzt, dessen Lage im Spectrum durch eine Mikrometerschraube sehr genau gemessen werden kann. Durch dieses Platinband wird der Zweigstrom einer Wheatstone'schen Brücke durchgeleitet, und die ausserordentlich geringen Schwankungen in der Stromstärke, welche durch die Veränderung der Leitungsfähigkeit des Platinstreifens in Folge von minimalen Temperaturveränderungen entstehen, werden durch ein sehr feines Galvanometer gemessen. Die Empfindlichkeit, welche Langley diesem Bolometer verliehen hat, ist eine ganz ausserordentlich grosse, so dass ungefähr noch der millionste Theil eines Centigrades nachgewiesen werden kann. Die zu untersuchenden Spectra hat Langley theils durch Concavgitter mit sehr enger Theilung, theils durch Steinsalzprismen erzeugt; unter Anwendung eines letzteren konnte noch der Brechungsindex des Steinsalzes bei der Wellenlänge 5301.1 $\mu\mu$ bestimmt werden.

Es ist aus diesen Bestimmungen des Brechungscoëfficienten das interessante Resultat zu entnehmen, dass in den äussersten Theilen des ultrarothen Spectrums die lineare Ausdehnung des Spectrums fast vollständig proportional der Wellenlänge wächst, so dass ein merklicher Unterschied zwischen Prismen- und Gitterspectrum in diesen Gegenden nicht mehr existirt. Die Ausdehnung des von Langley beobachteten ultrarothen Theiles des Spectrums beträgt mehr als das achtfache des sichtbaren Theiles.

Mit der Messung der Wellenlängen von Absorptionsbändern konnte nicht bis zu dieser Grenze gegangen werden, sondern nur bis zur Wellenlänge 2030 $\mu\mu$. Die nothwendige Breite des Platinstreifens lässt nur Bänder, d. h. grössere Gruppen von Linien erkennen, nicht aber die einzelnen Linien.

Die Wellenlängen der mit dem Bolometer gefundenen Absorptionsstreifen sind die folgenden:

815 $\mu\mu$	1130 $\mu\mu$	1580 $\mu\mu$
850	1270	1810
890	1360	1870
910	1370	1980
940	1540	2030.

*) On hitherto unrecognized Wave-Lengths. Amer. Journ. Vol. 32, Aug. 1886.

Die beste Methode zur Untersuchung des ultrarothen Spectrums ist entschieden die photographische, obgleich sie nicht bei so grossen Wellenlängen anzuwenden ist, wie die beiden eben besprochenen Methoden.

Das Verfahren, welches Abney*) angewendet hat, bestand zuerst darin, Bromsilber-Collodium-Platten durch Zusatz eines Farbstoffes für die ultrarothen Strahlen empfindlich zu machen; später hat sich jedoch ein Verfahren ergeben, welches ohne Zusatz eines Farbstoffes das Bromsilber für die Strahlen grosser Wellenlängen empfänglich macht. Das Bromsilber behält hierbei sein Empfindlichkeitsmaximum bei der Wellenlänge 380 $\mu\mu$**) bei, und es tritt ein neues Maximum hinzu in der Gegend von 760 $\mu\mu$. Aus dem Umstande, dass die Wellenlänge des neuen Maximums gerade das Doppelte derjenigen des ursprünglichen ist, schliesst Abney, dass in der rothempfindlichen Modification die Bromsilbermoleküle vom »doppelten Gewichte« wie bei der gewöhnlichen Modification seien, und dass sie deshalb geeignet wären, durch Lichtschwingungen, die um eine Octave anders liegen, in Erregung versetzt zu werden. So lange andere Stützpunkte nicht gefunden sind, ist diese Hypothese nur sehr vorsichtig aufzunehmen. Es ist Abney gelungen, die Empfindlichkeit seiner Platten so weit zu treiben, dass sie für Wellenlängen, wie sie von kochendem Quecksilber, sogar von kochendem Wasser ausgestrahlt werden, empfänglich sind; für die Darstellung des Spectrums konnten sie indessen nicht über die Wellenlänge 1000 $\mu\mu$ benutzt werden.

Das Spectrum wurde bei den Untersuchungen Abney's durch Reflexgitter und Hohlspiegel erzeugt.

Im vierten Theile dieses Buches geben wir das Verzeichniss der Linien, welche Abney im ultrarothen Theile des Sonnenspectrums gemessen hat, die hervorragendsten dieser Linien sind durch Buchstaben bezeichnet.

Die Darstellung des ultravioletten Theiles des Sonnenspectrums ist weit leichter zu erhalten als diejenige des ultrarothen, da die gewöhnliche photographische Methode mit aller wünschenswerthen Schärfe Aufnahmen in diesem Theile erlaubt. Man hat bei der Construction der hierzu bestimmten Apparate nur darauf zu achten, dass das Licht nicht durch Glas zu passiren hat, da das letztere für die brechbareren Strahlen schliesslich völlig undurchsichtig wird. Man muss entweder

---

*) On the Photographical Method of Mapping the Least Refrangible End of the Solar Spectrum. Philos. Trans. 1880. Part. II. — The Solar Spectrum from λ 7150 to λ 10000. Philos. Trans. 1886. Part. II.

**) 380 $\mu\mu$ nach Abney; nach anderen Messungen liegt das Intensitätsmaximum für Bromsilber bei $H\gamma$ (434 $\mu\mu$).

zu Prismen und Linsen von Kalkspath, Bergkrystall etc. greifen, oder am besten sich ganz auf Metallreflexion beschränken, also nur Reflexgitter und Hohlspiegel verwenden.

Wie schon erwähnt, ist unsere Atmosphäre für die brechbarsten Strahlen sehr undurchlässig, so dass es niemals möglich sein wird, die wahre Grenze des Sonnenspectrums im Ultraviolett zu erreichen. Cornu*) hat hierüber sehr umfangreiche Untersuchungen angestellt und hat den Einfluss der Dicke der durchstrahlten Luftschichten auf die Grenze des Sonnenspectrums ermittelt.

Diese Grenze lässt sich für jede Sonnenhöhe und für eine gewisse Höhe des Beobachters nach der Formel berechnen:

$$\sin h = M e^{-m(\lambda - \lambda_0) - \left(\frac{z - z_1}{z_0}\right)}.$$

Hierin bedeutet M den Werth 0.49 für $\sin \lambda$, λ_0 ist gleich 300 $\mu\mu$, $m = 0.08330$, z_0 ist die barometrische Constante und z die Höhe des Beobachtungsortes.

Aus dieser Formel ist ersichtlich, dass man bei einer Erhebung um 663 m in der Wellenlänge nur einen Gewinn von 1 $\mu\mu$ zu verzeichnen hat, und dass die Schwankungen in der Begrenzung des Spectrums, wie sie in unseren Breiten durch den Unterschied der Maximalsonnenhöhen im Sommer und Winter entstehen, grösser sind, als sie durch eine Erhöhung des Beobachtungsortes erreicht werden können. Als äussersten Werth für die beobachtete Grenze hat Cornu 293 $\mu\mu$ gefunden. Dieser Werth stimmt sehr gut überein mit dem äussersten Grenzwerthe, welchen Huggins für das Spectrum von α Lyrae gefunden hat, nämlich 297 $\mu\mu$. Da, wie wir später sehen werden, α Lyrae als Stern vom ersten Spectraltypus jedenfalls eine höhere Temperatur besitzt als die Sonne, so ist durch diese Uebereinstimmung zugleich ein neuer Beweis für die Annahme geliefert, dass die Grenze des ultravioletten Spectrums thatsächlich durch unsere Atmosphäre verursacht ist.

Die Extrapolation der Cornu'schen Formel führt zu dem Ergebnisse, dass bei der W.L. 212 $\mu\mu$ eine Luftschicht vom Drucke 760 mm und 10 m Durchmesser schon zur vollständigen Absorption des Lichtes genügt; bei der Wellenlänge 157 $\mu\mu$ genügt hierzu sogar schon eine Dicke der Luftschicht von 0.1 m. Cornu hat diese Folgerung auch experimentell bestätigen können, indem er nachwies, dass eine dreifache Linie des Aluminiums von der Wellenlänge 186 $\mu\mu$ schon nicht mehr sichtbar war, wenn das Licht eine 4 m dicke Luftschicht passirte**).

---

*) Comptes Rendus Bd. 88.

**) Comptes Rendus, Bd. 88, p. 1285; 89, p. 808.

Weiter ist es Cornu*) gelungen, nachzuweisen, dass die Absorption nicht durch variable Bestandtheile der Atmosphäre, wie Wasserdampf, Staub etc. hervorgerufen wird, sondern durch die Hauptmasse derselben, also durch Stickstoff und Sauerstoff, indem die Vertheilung der absorbirenden Materie genau mit der barometrischen Formel übereinstimmt.

Da die Aufnahme des ultravioletten Spectrums und die Bestimmung der Wellenlängen in diesem Theile keine weiteren Schwierigkeiten bereiten, so sollen die einzelnen Untersuchungen hierüber nicht weiter verfolgt werden. Es ist deshalb hier nur auf die betreffenden Autoren**) zu verweisen: Becquerel, Stokes, Esselbach, J. Müller, Mascart, H. Draper, Rutherfurd, Cornu. Die Spectra von Draper und Rutherfurd zeichnen sich durch ihren Reichthum an Linien und die Schärfe der Darstellung aus; die beste Darstellung jedoch des ultravioletten Sonnenspectrums ist von Cornu***) gegeben, doch ist leider ein Verzeichniss der Wellenlängen nicht erschienen. Die von Cornu gemessenen Wellenlängen†) der Hauptlinien dieses Theiles sind die folgenden:

	411.81		390.48		368.71
h	410.10		389.47		369.62
	407.11		387.74		364.70
	406.29		385.93		363.08
	404.51		383.75		361.80
	402.99	*L*	381.96		360.82
	400.44		380.64	*N*	358.05
	398.61		378.53	•	355.63
H	396.76		376.33		352.57
	395.20		374.52		349.68
K	393.29	*M*	372.68	*O*	343.97
	392.21		370.54	*P*	336.98.

*) Comptes Rendus 90, p. 940.

**) Becquerel, Bibl. Univ. de Genève 40 (1842). — Stokes, The Change of Refrangibility of Light. Philos. Trans. 1852, part II. — Esselbach, Die Wellenmessungen im Spectrum jenseits des Violetts. Poggend. Annal. 98. — J. Müller, Photographie des durch ein Quarzprisma erhaltenen ultravioletten Theils des Spectrums. Poggend. Annal. 109. — Mascart, Sur les raies du spectre solaire ultraviolet. Comptes Rendus 57. — Détermination des longueurs d'onde des rayons lumineux et des rayons ultra-violets. Comptes Rendus 58. — Visibilité des rayons ultraviolets. Comptes Rendus 68. — Spectres ultra-violets. Comptes Rendus 69. — H. Draper, Sur les longueurs d'onde et les caractères des raies violettes et ultraviolettes du Soleil, données par une photographie faite au moyen d'un réseau. Comptes Rendus 78.

***) Cornu, Sur le spectre normal du Soleil, partie ultra-violette. Paris 1881. Mit 2 Tafeln.

†) Annales de l'École Normale. 2e Série. Tome III.

Diese Zahlen sind auf das Ångström'sche System bezogen, eine Umrechnung auf das System Müller-Kempf würde nur bis zur Wellenlänge 389 $\mu\mu$ möglich gewesen sein.

Wir haben bisher die Darstellungen und Wellenlängenbestimmungen im Sonnenspectrum nur insofern verfolgt, als dieselben dazu dienen, ein Normalspectrum zu liefern, auf welches alle anderen Untersuchungen basirt werden können. Es entspricht dies im Allgemeinen auch der heutigen Anschauung über die Wichtigkeit einer möglichst genauen Kenntniss desselben, es kann aber nicht verschwiegen werden, dass dieser Zustand nur nothgedrungen eingetreten ist und nicht naturgemäss. Noch bis zum Erscheinen des Normalspectrums von Ångström war der Hauptzweck aller Untersuchungen über das Sonnenspectrum, die Natur der Sonnenlinien zu erforschen, sie mit den Linien irdischer Stoffe zu identificiren.

Dass dieser Zweck bisher zurückgetreten ist, ist sehr zu beklagen, die Ursache liegt in der durchaus ungenügenden Kenntniss der Metallspectra, in deren Darstellung seit vielen Jahren kein nennenswerther Fortschritt zu verzeichnen ist. Es bezieht sich diese Bemerkung auch auf die neueren Arbeiten amerikanischer Gelehrten. Für die Genauigkeit, mit welcher Kirchhoff das Sonnenspectrum zeichnen konnte, genügte die Genauigkeit der Positionsbestimmungen der Metalllinien vollständig, für das Ångström'sche Spectrum war sie kaum mehr genügend.

Den vollendeten Darstellungen des Sonnenspectrums gegenüber, wie wir sie nun besitzen, erscheinen die Wellenlängenbestimmungen der Metalllinien so ungenau, dass man in den meisten Fällen zweifelhaft bleibt, ob eine früher behauptete Coincidenz thatsächlich vorhanden ist oder nicht, wenigstens bleibt die Identificirung mit einer bestimmten Linie des Sonnenspectrums innerhalb einer Gruppe mehrerer Linien unausführbar. Wir werden später sehen, dass ein ähnliches Verhältniss auch bereits in Bezug auf die Darstellung der Sternspectra besteht.

Man kann leider die Behauptung aufstellen, dass man heute weniger über die Deutung der Fraunhofer'schen Linien weiss, als man vor zehn Jahren wenigstens zu wissen glaubte.

Der Grund dieses Missverhältnisses — die Genauigkeit der Wellenlängenbestimmungen im Sonnenspectrum übertrifft diejenige in den Metallspectren etwa um das zehnfache — liegt zum grössten Theile in der Schwierigkeit der Aufgabe selbst, die aber durch Anwendung der Photographie zum grössten Theile gehoben werden kann. Wirklich schwierig bleibt eigentlich nur der chemische Theil der Aufgabe, die absolute Reinheit der betreffenden Metalle oder Salze herzustellen, oder falls dies nicht zu erreichen ist, die fremden Linien in den Spectren zu

eliminiren. Die einzige Ausnahme bildet das Spectrum des Eisens nach den neueren Untersuchungen Thaléns*), und zwar speciell der Theil desselben von der Wellenlänge 399.78 $\mu\mu$ bis 540.09 $\mu\mu$. Jenseits dieser Grenze bis zur Wellenlänge 759.27 $\mu\mu$ ist die Genauigkeit der Wellenlängenbestimmungen eine beträchtlich geringere, weil hierfür als Grundlage nur das Ångström'sche und Fievez'sche Sonnenspectrum benutzt worden ist.

Im vierten Theile dieses Buches folgt dieses Verzeichniss der Eisenlinien, da dasselbe neben dem Sonnenspectrum geeignet ist, als Anhaltspectrum bei anderen Untersuchungen zu dienen. Die Wellenlängen hat Thalén auf das Ångström'sche Verzeichniss bezogen; wir geben dieselben auf das Potsdamer System umgerechnet.

Eine neuerdings erschienene Untersuchung von Kayser und Runge**) über das Eisenspectrum verfolgt wesentlich den Zweck, für spätere Untersuchungen Anhaltspunkte zu liefern; da hierbei kein besonderer Werth auf die Reinheit des Metalles gelegt worden ist, so ist das Kayser'sche Spectrum trotz sehr genauer Positionen weniger für unsere Zwecke geeignet und kann hier unberücksichtigt bleiben.

Von der grossen Zahl von Untersuchungen, welche bisher über Metallspectra angestellt worden sind, und die, abgesehen von den oben erwähnten beiden Arbeiten über das Eisenspectrum, wie gesagt, den heutigen Anforderungen nicht mehr genügen können, gibt es sehr gute Zusammenstellungen, die das Zurückgehen auf die betreffenden Untersuchungen selbst fast unnöthig machen.

Eine solche von Watts***) enthält alle einschlägigen Untersuchungen bis zum Jahre 1872, betrifft also Arbeiten von Huggins, Thalén, Kirchhoff, Plücker, Mascart, Ångström und J. Müller.

Eine bis zum Jahre 1883 vollständige Zusammenstellung enthält das Lehrbuch der Spectralanalyse von Kayser.

Wenn auch die Genauigkeit in den Wellenlängenbestimmungen der Metalllinien eine nicht genügende ist, um die letzteren mit den Linien des Sonnenspectrums — mit Ausnahme der hervorragendsten — einigermassen sicher zu identificiren, so kann man dennoch das Vorhandensein gewisser Metalle auf der Sonne als zweifellos betrachten, sofern nur eine grössere Anzahl der Linien desselben Metalles mit Fraunhoferschen Linien coincidirt; es hebt dies unsere frühere Bemerkung keines-

*) Sur le Spectre du Fer, obtenu à l'Aide de l'Arc Électrique. — Nova Acta Reg. Soc. Ups. Ser. III. 1885.

**) Abh. d. K. Akad. d. W. zu Berlin, 1889.

***) W. Marshall Watts. Index of Spectra. London 1872.

wegs auf, da auch in diesen Fällen bei sehr dicht zusammenstehenden Linien nahe gleicher Stärke die wirkliche Identificirung unsicher bleibt.

Als solche Metalle, deren Existenz auf der Sonne bereits von Ångström nachgewiesen ist, sind die folgenden zu bezeichnen, geordnet nach der Anzahl der Coincidenzen:

	Coincidenzen		Atomgewicht
Eisen	450	(nunmehr über 1000 Linien)	56
Titan	118		50
Calcium	75		40
Mangan	57		55
Nickel	33		58
Cobalt	19		59
Chrom	18		52
Barium	11		137
Natrium	9		23
Magnesium	4		24
Wasserstoff	4		1

Eine Betrachtung der Atomgewichte dieser Metalle zeigt, dass dieselben mit Ausnahme des Bariums sehr niedrige sind, dass also unter der Annahme, dass die gasförmigen Bestandtheile der Sonne im Allgemeinen nach dem specifischen Gewicht geordnet sein werden, auch das Vorhandensein gerade dieser Elemente wahrscheinlich wird. Hierbei spielt ausserdem natürlich auch die Menge eines Metalles eine wichtige Rolle, sowie die Frage der leichten Verflüchtbarkeit desselben, welche z. B. für das Auftreten des Bariums massgebend sein wird.

Sucht man diejenigen Metalle, deren Atomgewichte innerhalb der obigen Grenzen liegen, also bis etwa 60, die aber nicht in der Zusammenstellung enthalten sind, heraus, so sind dies die folgenden:

Aluminium	27	Lithium	7
Beryllium	9	Vanadium	51.
Kalium	39		

Nach Lockyer sind von diesen Elementen sicher in der Sonne vorhanden:

Aluminium	2	Coincidenzen
Kalium	2	-
Vanadium	4	-

und wahrscheinlich vorhanden:

Lithium	1	Coincidenz
Beryllium	3	Coincidenzen.

Ausserdem betrachtet Lockyer als sicher auf der Sonne nachgewiesen die Metalle:

			At.G.				At.G.
Zink	2	Coincidenzen	65	Cer	2	Coincidenzen	92
Strontium	4	-	87	Uran	3	-	120
Blei	3	-	207	Palladium	5	-	106
Cadmium	2	-	112	Molybdän	4	-	92

Auch hier kommen mit Ausnahme des Bleis die Metalle mit hohen Atomgewichten noch nicht vor.

Metalloide sind bis jetzt auf der Sonne nicht nachgewiesen worden — Wasserstoff wird zu den Metallen gerechnet. Die Anwesenheit von Sauerstoff ist zwar mehrfach behauptet worden, eine Behauptung, die sich nur auf die scheinbare Identificirung sehr weniger Linien beschränkt (Schuster*), Piazzi Smyth**)). H. Draper hat die Existenz heller Linien im Sonnenspectrum und deren Coincidenz mit Sauerstofflinien behauptet; es ist aber mehrfach nachgewiesen worden, besonders durch H. C. Vogel***), dass überhaupt helle Linien im Sonnenspectrum nicht vorkommen, sondern dass nur scheinbar der Eindruck solcher entsteht an Stellen, wo keine dunklen Linien sichtbar sind. Von Abney und Lockyer†) ist auch die Existenz von Kohle in ihren Verbindungen mit Wasserstoff und Stickstoff angenommen worden.

Auch diese Annahme gründet sich nur auf zufällige Coincidenzen; so fällt z. B. die scharfe Kante des violetten Bandes des Kohlenwasserstoffes so genau mit dem Beginne der *G*-Gruppe im Sonnenspectrum zusammen, dass sich selbst durch sehr genaue Messungen ein Unterschied in der Wellenlänge beider nicht feststellen lässt, während doch beide gänzlich ausser Zusammenhang stehen.

Der Umstand, dass die Linien von Metalloiden bisher im Sonnenspectrum nicht aufgefunden worden sind, beweist keineswegs, dass überhaupt auf der Sonne keine Metalloide vorhanden wären.

Es ist schon darauf hingewiesen worden, pag. 146, dass beim Glühen eines Gasgemenges, bestehend aus Metalldämpfen und metalloidischen Dämpfen oder solchen chemischer Verbindungen das Spectrum der letzteren immer zurücktritt gegenüber den Metallspectren. Schon dieser Umstand allein würde auf das einfachste den Mangel an metalloidischen Linien im Sonnenspectrum erklären.

Zöllner††) hat einen anderen Erklärungsversuch angegeben, weshalb Sauerstoff und Stickstoff, auch wenn sie in der Sonnenatmosphäre

*) Philos. Trans. 170. **) Trans. Edinb. Royal Soc. 30.

***) H. C. Vogel, Sonnenspectrum. †) Proc. Royal Soc. 27.

††) Zöllner, Wissenschaftl. Abhdlg. IV. Bd. Ueber die Temperatur und physische Beschaffenheit der Sonne. Erste Abhandlung.

vorkommen, doch eine merkliche Absorption nicht ausüben können. Die von Zöllner hierbei benutzten numerischen Werthe sind indessen unrichtig, und es soll deshalb nicht näher auf diese Untersuchungen eingegangen werden.

Von grosser Bedeutung für die meisten spectralanalytischen Beobachtungen an Himmelskörpern ist die Kenntniss derjenigen Aenderungen, welche das Licht beim Durchgange durch unsere Atmosphäre erleidet.

Das Sonnenspectrum, wie wir es beobachten, ist nicht eigentlich das Sonnenspectrum, sondern das Erdspectrum, gesehen von einem Punkte im Weltraume.

Die Aenderungen, welche das Licht in der Atmosphäre erfährt, können nur durch Absorption in letzterer entstehen, es können also nur dunkle Linien oder Absorptionsstreifen zum reinen Sonnenspectrum hinzutreten. Von den absorbirenden Gasen innerhalb der Atmosphäre können nur diejenigen in Betracht kommen, welche in grösserer Menge vorhanden sind, also Sauerstoff, Stickstoff, Wasserdampf und Kohlensäure. Die übrigen Bestandtheile, wie Ammoniak und Oxydationsproducte des Stickstoffs, sind im Allgemeinen in zu geringen Mengen vorhanden.

Die Absorptionslinien der Atmosphäre treten naturgemäss um so stärker auf, je weiter der Weg ist, den die Lichtstrahlen in derselben zu durchlaufen haben, je geringer also die Höhe der Sonne oder die eines anderen Gestirnes über dem Horizonte ist. Dieser Umstand bietet zugleich ein vorzügliches Mittel, um die atmosphärischen Linien von den Sonnenlinien zu trennen. Ein anderes hierzu geeignetes Mittel werden wir später bei Gelegenheit der Beobachtungen über Linienverschiebung kennen lernen.

Der Wasserdampf ist derjenige Bestandtheil in unserer Atmosphäre, dessen Menge dem grössten Wechsel unterworfen ist, von völliger Sättigung an warmen Sommertagen bis zu kaum noch nachweisbaren Mengen bei grosser Kälte.

Da die jedesmalige Menge des Wasserdampfes leicht zu bestimmen ist, so kann bei Beobachtung des Sonnenspectrums bei derselben Höhe der Sonne, aber verschiedener Quantität des Wasserdampfes der Einfluss dieser Verschiedenheit constatirt werden, wodurch die Linien des Wasserdampfes von denjenigen der übrigen Bestandtheile zu trennen sind. Die Wasserdampflinien zeigen thatsächlich im Spectrum grossen Intensitätswechsel, so dass aus der Stärke dieser Linien ein Rückschluss auf den Feuchtigkeitsgehalt der Luft zu ziehen ist. Man hat hierauf sogar eine Methode zur Vorausbestimmung des Wetters mit Hülfe des Spectroskopes zu gründen versucht.

Die Absorption in der Atmosphäre äussert sich in den verschiedenen Theilen des Spectrums in sehr verschiedener Weise. Während im Blau und Violett nur eine nach dem Ultraviolett zu immer stärker zunehmende allgemeine Absorption stattfindet, wird dieselbe in den weniger brechbaren Spectralgegenden electiv. Auch hier ist sie in zwei Richtungen zu unterscheiden: einmal tritt sie auf in breiten verwaschenen Bändern, dann aber auch in sehr feinen Linien und reichen Liniengruppen.

Mit der Ermittelung der atmosphärischen Linien, zuerst von Brewster erkannt, haben sich viele Physiker beschäftigt; die beiden vollständigsten Verzeichnisse derselben sind von Ångström*) und H. C. Vogel**).

Die folgende Tabelle enthält die von beiden Beobachtern ermittelten Wellenlängen der atmosphärischen Linien, reducirt auf das Potsdamer System der Wellenlängen.

Ångström	H. C. Vogel	Bemerkungen
763.1	—	Sehr dunkel, verwaschen.
760.4	—	Sehr dunkel. Fraunhofers Linie *A*.
726.6	—	Breite Gruppe vieler Linien.
718.4	—	Breite, dichte Liniengruppe. *a*-Linie.
701.1	—	System feiner Linien.
694.6	—	Liniengruppe.
689.1	689.1	Mitte eines breiten Streifens, bestehend aus vielen feinen Linien.
687.1	687.1	Breiter, ganz schwarzer Streifen, löst sich in ein complicirtes Liniensystem auf. *B*-Linie.
659.6	—	Sehr feiner und schwacher Streifen.
658.2	—	Sehr feiner und schwacher Streifen.
657.1	657.1	Matter Streifen.
656.2	656.3	*C* (Wasserstoff)-Linie. Besitzt einen nebligen Ansatz nach dem Violett, der bei sinkender Sonne an Intensität zunimmt.
654.6	654.6	Eine Reihe starker Linien, die schliesslich zu einem Streifen zusammenfliessen.
653.4	653.3	Schwacher Streifen.
651.8	651.7	Schmaler, aber dunkler Streifen.
650.6	—	Sehr schmaler Streifen.
649.6 u. 649.0	649.6	Streifen, der sich bei tiefem Stande der Sonne nach Violett zu verbreitert (648.9).
—	631.9	Stärkere Linien, die bei tiefem Stande durch dazwischentretende Linien auffallender werden.
630.3	630.3	Liniengruppe, die bei sinkender Sonne stärker hervortritt.
	629.1	
627.9	627.9	Breiter Streifen, der nach dem rothen Ende allmählich zunimmt. (C^6 Brewster, *α* Ångström.)

*) Spectre normal du Soleil.

**) Untersuchungen über die Spectra der Planeten. Leipzig 1874.

Ångström	H. C. Vogel	Bemerkungen	
—	626.5 625.2	Liniengruppe bei tieferem Stande stärker hervortretend.	
—	624.6 623.8	Desgleichen.	
—	623.1	2 oder 3 Linien, desgleichen.	
—	598.7	Streifen, nur bei sehr tiefem Stande der Sonne sichtbar.	Zwischen diesen Streifen befinden sich viele zarte Linien. Nach Ångström auch durchgehende allgemeine Absorption.
—	597.8	Desgleichen.	
596.7	596.8	Streifen, breiter und dunkler, als die vorigen.	
595.5	595.7	Streifen, ziemlich breit und dunkel.	
594.9	594.9	Sehr dunkel und auffallend.	
594.6	594.6	Dunkler Streifen.	
594.2	594.3	Schmaler Streifen.	
592.4	592.4	Sehr dunkel und auffallend.	
591.9	591.9	Schmaler, dunkler Streifen.	
590.9	590.9	Streifen.	
590.0	—	Streifen.	
589.8	589.8	Schmaler Streifen.	
589.6 589.3 589.0	589.6 — 589.0	D_1 und D_2 mit verwaschenem Ansatz.	
588.8	588.7	Schmaler Streifen.	
588.1	588.1	Breiter Streifen.	
—	580: 567:	Zarte Linien, die bei einer Höhe von 15° schon gut sichtbar sind und bei sinkender Sonne an Zahl zunehmen, um endlich zu einem breiten Bande zusammenzufliessen, welches sich mehr und mehr nach dem Violett hin ausbreitet und schliesslich sehr dunkel wird. Dunkelste Stelle = 576 $\mu\mu$ (♂ Brewster).	
—	526.9	Die Doppellinie *E* tritt stärker hervor.	
—	526.6 526.3	Linien, durch feine dazwischentretende Linien zu einem Bande zusammenfliessend, welches nur bei sehr engem Spalte auflöslich ist.	
—	525.5 525.1	Linien, die etwas besser hervortreten.	
—	521.6	Streifen, aus zarten Linien gebildet.	
—	519.9 519.5	Streifen, nach dem Violett an Intensität zunehmend.	

Die beistehende Fig. 49 gewährt den Anblick des Absorptionsspectrums der Erdatmosphäre bei mittlerer Dispersion.

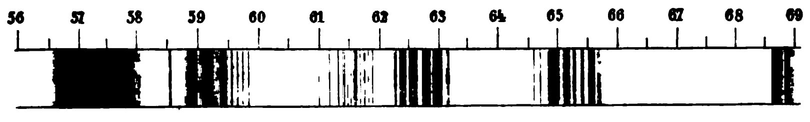


Fig. 49.

Von besonderem Interesse sind die beiden Fraunhofer'schen Liniengruppen *A* und *B* wegen der in beiden Gruppen sehr ähnlichen Constellation der Linien.

Fig. 50 gibt ein Bild dieser beiden Gruppen bei starker Zerstreuung, und zwar die *A*-Gruppe nach einer Photographie von McClean*) und die *B*-Gruppe nach einer Zeichnung von Thollon**).

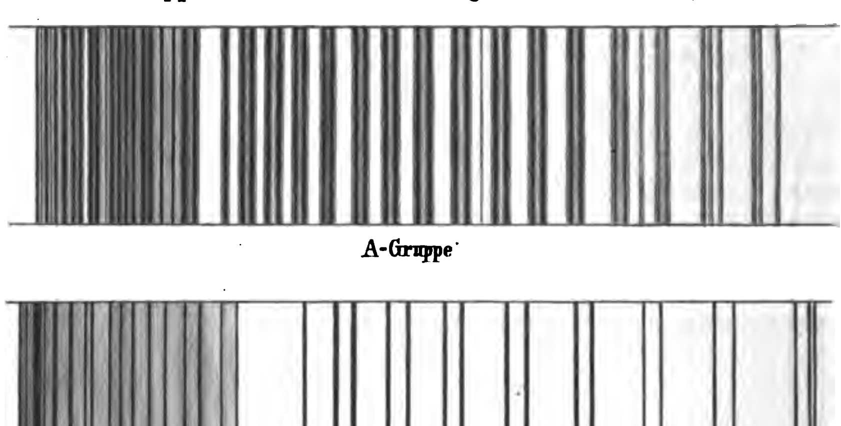


Fig. 50.

Hauptsächlich durch die Untersuchungen Janssen's ist es nachgewiesen worden, dass ein grösserer Theil der atmosphärischen Linien vom Wasserdampfe herrührt. Egoroff***) hat dagegen gezeigt, dass die *A*- und *B*-Gruppe unzweifelhaft dem Sauerstoff angehört, während nach Janssen dieselben ebenfalls dem Wasserdampfe zuzuschreiben seien. Beide Resultate widersprechen einander nicht ohne Weiteres, da es so scheint, als ob die innerhalb der *A*- und *B*-Gruppe stattfindende sehr starke allgemeine Absorption von Wasserdampf herrührt.

Interessant ist eine Beobachtung von Russell†), wonach die Anzahl der zwischen den *D*-Linien auftretenden isolirten atmosphärischen Linien sehr verschieden ist je nach dem Beobachtungsorte; indessen ist eine solche Vergleichung, wenn sie mit verschiedenen Instrumenten und von verschiedenen Beobachtern angestellt wird, immer eine sehr unsichere.

---

*) Monthly Notices, Vol. XLIX, Nr. 3.

**) Annales de l'Observatoire de Nice. Tome III, 1887.

***) Comptes Rendus 97, 1883.

†) Monthly Notices Vol. XXXVIII, p. 30.

Da die elective atmosphärische Absorption bis ins äusserste Roth hinein sehr stark auftritt, so ist auch anzunehmen, dass sie sich weiter ins Ultraroth hinein ausdehnt. Nach Abney's Ansicht ist dies besonders in Betreff der starken Absorptionsstreifen auch wirklich der Fall.

Nach den Untersuchungen von Knut Ångström*), die auf völlig anderem Wege angestellt worden sind, befindet sich ein sehr starkes und breites Absorptionsband der Kohlensäure bei der Wellenlänge 3500 $\mu\mu$. Hiernach scheint das von Langley mit Y und vielleicht auch das mit X bezeichnete Band von der Kohlensäureabsorption herzurühren. Auch Wasserdampf übt im Ultraroth eine ziemlich starke Absorption aus, seine Wirkung beginnt bereits bei der W.L. 2000 $\mu\mu$ und erstreckt sich weit ins äusserste Ultraroth hinein, doch scheint die Absorption mehr eine allgemeinere zu sein. Die reine atmosphärische Luft scheint im Ultraroth keinerlei Absorption mehr auszuüben; die für dieselbe von Ångström gefundenen Werthe sind verschwindend gering. Ångström hat zum Theil das Spectrobolometer zu seinen Untersuchungen benutzt, theilweise aber auch die unzerlegten Strahlen unter Anwendung von Medien, welche eine völlig continuirliche Absorption ausüben (Magnesiumoxyd, Kienruss), untersucht.

2. Das Spectrum der Sonnenflecken.

Im vorigen Abschnitt haben wir uns mit der Spectralanalyse des Lichtes beschäftigt, welches die Sonne insgesammt ausstrahlt. Der beträchtliche scheinbare Durchmesser der Sonne ermöglicht indessen mit Leichtigkeit die spectroskopische Untersuchung von einzelnen Theilen der Sonnenoberfläche durch Anwendung eines Fernrohres, indem durch das Objectiv des letzteren ein reelles Bild der Sonne auf der Spaltebene des Spectroskopes entworfen wird. Es gelingt auf diese Weise, nicht bloss die einzelnen Theile der Photosphäre zu untersuchen, sondern man kann auch von ersterer getrennt die Spectra der Flecken, Fackeln, sowie der Gebilde, welche ausserhalb des Randes der Sonnenscheibe auftreten, der Protuberanzen, erforschen.

Das Studium der Spectra der Sonnenflecken hat zu dem Ergebnisse geführt, dass die Unterschiede derselben gegen die fleckenfreie Oberfläche wesentlich durch die Annahme verstärkter Absorption in dem Fleck zu erklären sind. Es treten vornehmlich Verbreiterungen und Verstär-

*) Beiträge zur Kenntniss der Absorption der Wärmestrahlen durch die verschiedenen Bestandtheile der Atmosphäre. Bihang till K. Svenska Vet.-Akad.-Handlingar Bd. XV. Afd. I. Nr. 9 (1889).



kungen vorhandener Linien auf, in einzelnen Fällen so stark, dass ganz schwache Linien zu grosser Dunkelheit und Breite aufschwellen. Ausser diesen Absorptionserscheinungen bemerkt man auch zuweilen die Umkehr von dunklen Linien in helle, eine Erscheinung, die mit den Protuberanzen im engsten Zusammenhange steht, sowie Verzerrungen und Verschiebungen von Linien in Folge heftiger Bewegungen in der Richtung des Visionsradius. Ferner erscheint das continuirliche Spectrum abgeschwächt durch allgemeine Absorption, in welcher zuweilen aber auch noch besonders dunkle Stellen zu verzeichnen sind.

Die bisherigen Untersuchungen über das Spectrum der Sonnenflecken beziehen sich hauptsächlich auf den weniger brechbaren Theil desselben; und in diesem Theile sind eine grosse Anzahl von Linien als in ihrer Dunkelheit und Stärke zunehmend beobachtet worden. Im blauen und violetten Theile soll nach Young überhaupt nur eine allgemeine Absorption auftreten; dies scheint aber nach den Beobachtungen Vogels, nach welchen die Verbreiterungen auch im Blau und Violett beobachtet worden sind, nicht zutreffend zu sein, auch würde sich nur sehr schwer ein Grund hierfür angeben lassen.

Die Anzahl der verbreiterten Linien im Fleckenspectrum ist eine sehr grosse und wechselt dieselbe für jeden einzelnen Fleck. Eine Zusammenstellung von Linien, welche vornehmlich verdunkelt werden, ist für den Theil des Spectrums von *B* bis *D* von Perry*) gegeben; auch H. C. Vogel**) hat Verzeichnisse von derartigen Linien veröffentlicht.

Von ganz besonderem Interesse sind die detaillirten Untersuchungen, welche Letzterer für den Spectraltheil von 530 $\mu\mu$ bis 513 $\mu\mu$ und von 489 bis 484 an einem grossen Sonnenfleck 1873, März 24 und 25 angestellt hat. Dieselben geben ein sehr deutliches Bild von den Veränderungen des Fleckenspectrums gegen das Sonnenspectrum, und ist deshalb das folgende Verzeichniss, auf das Potsdamer System reducirt, wiedergegeben worden.

	W.L.	
Fe	530.260	sehr verbreitert.
	530.131	kaum stärker als im Sonnenspectrum.
	529.876 }	
	529.856 }	Zwischenraum dunkel.
	529.791	
	529.722	kaum verdickt.
(*Cu*)	529.320	wenig verdickt.

*) Monthly Not. Vol. XLIV, 244—248.
**) Bothkamper Beob. Bd. I u. II.

	W.L.	
Fe	528.883	wenig verdickt.
Fe	528.386	nur wenig verbreitert.
Fe	528.209	nur wenig verbreitert.
Fe	528.068	breit, nach dem Violett verwaschen.
Fe	527.642	der Zwischenraum zwischen beiden Linien ist dunkel.
Fe	527.568	
Fe	527.381	nur sehr wenig verbreitert.
Fe	527.053	*E*, zwei starke, breite Linien, deren Zwischenraum dunkel ist.
Fe	526.980	
(*Co*)	526.872	nicht verdickt.
Fe	526.680	Zwischenraum dunkel.
(*Ca*)	526.590	
Fe	526.452	der Raum zwischen diesen Linien ist im Fleck dunkel. Die Intensität des dunklen Grundes, von dem sich die schwarzen Linien jedoch noch gut abheben, nimmt nach dem Violett ab.
	526.367	
(*Ca*)	526.219	
	526.083	stark verdickt.
(*Mn*)	525.547	nur wenig verdickt.
Fe	525.368	
Fe	525.207	
Fe	525.077	
	524.786	der Zwischenraum zwischen beiden Linien ist dunkel.
Fe	524.737	
Fe	524.424	nur wenig verstärkt.
Fe	524.296	
	524.022	etwas verbreitert.
	523.810	deutlich zu erkennen. (Im Sonnenspectrum nicht gesehen.)
Fe	523.560	Zwischenraum dunkel.
Fe	523.481	
Fe	523.324	nur wenig verbreitert.
Fe	523.028	
Fe	522.857	
Fe	522.747	
Fe	522.566	ein breiter, matter Streifen, dessen Intensität nach dem Violett abnimmt.
(*Ti*)	522.514	
	522.059	verwaschene schwache Linie. (Im Sonnenspectrum nicht gesehen.)
Fe	522.007	
(*Cu*)	521.838	bildet einen matten Streifen, auf dem sich die beiden mittelsten Linien nur schwer erkennen lassen.
Fe	521.793	
Fe	521.688	
Fe	521.577	

	W.L.	
Fe	521.072	breiter, verwaschener Streifen.
Fe	520.874	sind beträchtlich verstärkt.
Fe	520.636	
Fe	520.485	
Fe	520.272	
	520.070	kaum verbreitert.
Fe	519.915	Streifen, der nach dem Violett an Dunkelheit zunimmt. Die einzelnen Linien lassen sich kaum unterscheiden.
	519.825	
Fe	519.646	
Fe	519.515	
(*Ti*)	519.307	Zwischenraum zwischen beiden Linien dunkel; die dunklen Linien etwas nach dem Violett verwaschen.
Fe	519.245	
Fe	519.152	nach dem Violett verwaschen.
(*Ca*)	518.893	nach dem Violett verwaschen, so dass der Zwischenraum, den diese mit der folgenden zarten Linie bildet, fast ausgefüllt ist.
Fe	518.816	nicht auffallend anders, als im Sonnenspectrum.
	518.618	nicht verdickt.
Mg	518.393 b_1	etwas verdickt, mit der folgenden schwachen Linie zusammenfliessend.
Fe	518.029	nicht oder nur unmerklich verbreitert.
Fe	517.887	
Fe	517.723	der Zwischenraum ist dunkel.
(*Ni*)	517.656	
Mg	517.287 b_2	breite Linie, verdickt, so dass der Raum mit der darauf folgenden schwachen Linie ausgefüllt wird.
Fe	517.189	
Fe	516.933 b_3	nur wenig verstärkt.
Fe	516.787 b_4	etwas verstärkt.
Fe	516.672	matter Streifen.
Fe	516.586	
	516.543	
Fe	516.258	ist beträchtlich einseitig nach dem Roth hin verbreitert.
Fe	515.946	stark nach dem Violett verbreitert.
	515.837	breite, schwache Linie. (Im Sonnenspectrum nicht gesehen.)
	515.644	bilden einen dunklen, aus zahlreichen feinen Linien gebildeten Streifen, der nach dem Violett an Intensität zunimmt.
Fe	515.405	
Fe	515.264	beträchtlich verbreitert.
	515.106	
Fe	514.884	stark einseitig nach dem Violett verbreitert.

	W.L.	
	514.693	breiter, verwaschener Streifen.
	514.578	stark verbreitert.
Fe	514.309	Zwischenraum dunkel.
Fe	514.271	
Fe	514.195	? stark verbreitert.
Fe	513.963	einseitig nach dem Violett verbreitert.
(*Ni*)	513.776	wenig verbreitert.
Fe	513.409	verbreitert.

Fe	489.183	Zwischenraum dunkel.
Fe	489.106	
Fe	488.932	sehr stark verbreitert, vorzugsweise nach dem Violett.
	488.800	lauter zarte Linien, die nach dem dem Roth zunächst liegenden Ende des Streifens, den sie bilden, etwas stärker sind, so dass der Streifen eine allmähliche Abnahme der Intensität nach dem Violett zeigt.
	488.690	
Fe	488.568	
	488.398	
Fe	488.195	sehr verbreitert.
Fe	487.849	etwas verbreitert.
Fe	487.667	breiter Streifen, nach dem Violett an Intensität abnehmend.
Fe	487.421	
Fe	487.245	nur wenig auffallender als im Sonnenspectrum.
Fe	487.167	
Fe	486.876	stark verbreitert.
	486.795	schwache Linie. (Im Sonnenspectrum nicht gesehen.)
Fe?	486.677	schwache Linie. (Im Sonnenspectrum nicht gesehen.)
(*Ni*)	486.612	stark verbreitert.
	486.489	deutlich sichtbare Linie. (Im S.-Spectrum nicht gesehen.)
	486.470	recht stark hervortretende, verwaschene Linie.
(*H*)	486.160	*F*, nicht verbreitert.
Fe	486.001	nach dem Violett nicht unbeträchtlich verbreitert.
	485.711	etwas verbreitert.
Fe	485.555	sehr stark auf beiden Seiten verbreitert.
Fe	485.193	lauter zarte Linien, die nach dem Violett zu etwas dichter stehen.
Fe	484.877	

Aus diesen Beobachtungen ist zu ersehen, dass es vorwiegend gerade die Eisenlinien sind, welche im Fleckenspectrum eine Verstärkung erfahren, andererseits muss aber auch darauf aufmerksam gemacht werden, dass in diesem Theile des Spectrums, abgesehen von den Magnesiumlinien, die Eisenlinien die hervorragendsten sind.

Sehr interessant sind die Beobachtungen einseitig verwaschener Linien; es sind dies die folgenden:

528.068	*Fe*	nach Violett verwaschen.
522.566	*Fe*	nach Violett abnehmende Intensität.
522.514	(*Ti*)	
519.915	*Fe*	nimmt nach Violett an Dunkelheit zu.
519.515	*Fe*	
519.152	*Fe*	nach dem Violett verwaschen.
518.893	*Ca*	nach dem Violett verwaschen.
516.258	*Fe*	nach dem Roth verwaschen.
515.946	*Fe*	nach dem Violett verwaschen.
515.644	*Fe*	nimmt nach dem Violett an Intensität zu.
515.405	*Fe*	
514.884	*Fe*	nach dem Violett verbreitert.
513.963	*Fe*	nach dem Violett verbreitert.
488.932	*Fe*	vorzugsweise nach dem Violett verbreitert.
487.667	*Fe*	nach dem Violett an Intensität abnehmend.
487.421	*Fe*	
486.001	*Fe*	nach dem Violett nicht unbeträchtlich verbreitert.

Mit Ausnahme der einzigen Calciumlinie gehören die sämmtlichen asymmetrisch verbreiterten Linien dem Eisen an.

Diese Erscheinung allein durch Druck- oder Dichtigkeitsänderungen zu erklären, dürfte wohl nicht zulässig sein; es ist vielmehr wahrscheinlich, dass in Folge niedrigerer Temperatur die Metalle, hier vorwiegend das Eisen, Verbindungen mit Metalloiden eingehen. So sollen z. B. die Sauerstoffverbindungen der Metalle sich durch derartige einseitige Verbreiterungen im Spectrum documentiren, in welchem Falle durch diese Beobachtungen indirect das Vorhandensein von Sauerstoff auf der Sonne nachgewiesen wäre. Wir werden bei Gelegenheit der Besprechung der Sterne vom dritten Spectraltypus noch auf diese Erscheinung zurückkommen.

Es scheint, als ob diese einseitige Verwaschenheit wirklich continuirlicher Natur wäre, d. h. als ob sie nicht durch dicht zusammenstehende Linien erzeugt würde, wie dies z. B. bei den Bändern des Kohlenwasserstoffs der Fall ist. Aber auch derartige Bänder treten im Fleckenspectrum auf und sind zuerst von Young*) beobachtet worden. Sehr ausführliche Beobachtungen hierüber sind ferner in den »Spectroscopic Observations, made at the Royal Observatory Greenwich«, in den Jahren 1880—1883 mitgetheilt.

---

*) Nature 1872, Dec. 12.

Die Wellenlängen der in Greenwich gemessenen Bänder sind die folgenden — es sind nur diejenigen aufgeführt, welche sich nicht direct an eine Linie des Sonnenspectrums anschliessen —:

W.L.	W.L.	W.L.
516.33 $\mu\mu$	509.70 $\mu\mu$	506.42 $\mu\mu$
516.06	509.42	506.24
511.90	509.29	505.93
511.70	509.05	505.67
511.45	508.85	503.30
510.15	508.70	

In der Gegend von *B* bis *D* sind von Perry*) noch andere derartige Bänder aufgefunden worden.

Die meisten derselben lassen sich in feine Linien auflösen; nach Young ist dies jedoch bei den Bändern im Roth selbst unter Anwendung der stärksten Dispersionen nicht möglich. Wenn auch die wahre Natur des diese Absorption verursachenden Stoffes unbekannt ist, so kann man doch mit sehr grosser Wahrscheinlichkeit annehmen, dass hier keine einfachen Elemente vorliegen, sondern eine chemische Verbindung, was ebenfalls auf niedrige Temperaturen in den Flecken schliessen lässt.

Eine Zusammenstellung aller Linien, welche in dem Fleckenspectrum verbreitert auftreten, existirt zur Zeit noch nicht. Ein Verzeichniss**) der Metalle, deren Linien in dem Spectrum eines Flecks aus dem Jahr 1877, der sich durch die grosse Anzahl der verbreiterten Linien auszeichnete, aufgetreten sind, ist von den Greenwicher Beobachtern aufgestellt worden; nach demselben sind die folgenden Metalle nebst der Anzahl der in Frage kommenden Linien zusammenzustellen:

Metalle:	Anzahl der Linien:
Ca	12
Na	2
Ti	11
Fe	30
Ba	4
Mg	4
Ni	6
Cr	3

Dieses Verzeichniss ist indessen nur mit Vorbehalt aufzunehmen wegen der schon hervorgehobenen, nicht genügenden Kenntniss der metallischen

*) Monthly Not. 47, p. 19.
**) Monthly Not. 38, p. 32.

Linien im Sonnenspectrum. Man kann aber annehmen, dass vorwiegend die Linien des Eisens, des Titans, des Natriums und des Calciums verbreitert werden, ferner diejenigen des Magnesiums. Es scheint jedoch, als wenn überhaupt alle Metalldämpfe, welche im Sonnenspectrum eine Absorption ausüben, in den Flecken mit grösserer Dichtigkeit auftreten könnten. Das der Absorption unserer Atmosphäre zuzuschreibende Band α im Sonnenspectrum hat sich mehrfach nach Greenwicher Beobachtungen an Sonnenflecken als verstärkt auftretend gezeigt. Dieses Band ist durch die Absorption des Wasserdampfes verursacht, und man wäre daher genöthigt, die Existenz des lezteren über dem Flecke anzunehmen. An und für sich ist diese Annahme durchaus nicht unwahrscheinlich, doch ist zu bedenken, dass eine scheinbare Verbreiterung verwaschener Bänder, wie α, stets eintritt, sobald der continuirliche Untergrund dunkler wird.

Den bisher erwähnten Verstärkungen von Linien steht nun die Erscheinung gegenüber, dass gewisse Linien zuweilen im Fleckenspectrum hell auftreten, oder dass sie wenigstens schmäler erscheinen als im Sonnenspectrum.

Dass diese letztere Erscheinung unter Umständen sogar alle Linien betreffen kann, auch diejenigen, die sonst stets verbreitert sind, zeigt eine Greenwicher Beobachtung*) eines Sonnenflecks vom 15. October 1883.

In dem Spectrum dieses Flecks trat die allgemeine Absorption sehr stark auf; nur ganz wenige Linien schienen etwas verbreitert zu sein, dafür waren viele Linien entschieden schwächer als im Sonnenspectrum. Wenn diese, übrigens unter ungünstigen atmosphärischen Verhältnissen angestellte Beobachtung thatsächlich ist, d. h. wenn sie nicht blos durch den Contrast mit dem Sonnenspectrum wegen der sehr starken allgemeinen Absorption entstanden ist, so würde sie beweisen, dass die Metalldämpfe in einem Flecken mit geringerer Dichtigkeit vorhanden sein können, als in der Nachbarschaft.

Die Wasserstofflinien erscheinen meistens schmäler als im Sonnenspectrum und recht häufig hell. Das letztere findet in den meisten Fällen an denjenigen Stellen statt, wo eine sogenannte Brücke sich über den Fleck hinzieht, oder wo die bekannten rosenrothen Schleier auftreten; doch hat man sie auch schon auf völlig dunklen Kernflecken hell gesehen, in denen bei directer Beobachtung mit dem Fernrohre nichts zu erkennen war. Das Auftreten der hellen oder theilweise hellen Wasserstofflinien kann nur durch die Annahme erklärt werden, dass sich über

*) Spectrosc. Observ. etc. 1883.

dem Flecken intensive glühende Wasserstoffmassen befinden, deren Temperatur höher ist, als die Temperatur derjenigen Schicht, welche innerhalb des Fleckens das continuirliche Spectrum erzeugt. Man hat es also mit Erscheinungen zu thun, die den am Sonnenrande beobachteten Protuberanzen entsprechen.

Einen directen Beweis hierfür hat Tacchini*) geliefert, der am 19. October 1882 durch den weit geöffneten Spalt hindurch am Orte der C-Linie auf einem Flecken eine Protuberanz in ihrer vollen Ausdehnung genau so beobachten konnte, wie sonst am Sonnenrande.

Auf der Photosphäre können Protuberanzen nicht wahrgenommen werden, obgleich dieselben sehr häufig an Stellen vorhanden sind, wo keine auffällige Veränderung der Photosphäre zu erkennen ist. Es kann dies seinen Grund nicht in der grossen Helligkeit der Photosphäre gegenüber derjenigen der Flecken haben, sondern allein darin, dass die Temperatur der Photosphäre eine höhere ist, als diejenige der Protuberanzen.

Die Erklärung Secchis, dass in den Flecken die hellen Linien der Protuberanzen die dunklen des Kernes überstrahlten, ist nicht richtig. Eine Ueberstrahlung durch übereinander lagernde Schichten ist nicht möglich, wenn nicht die Temperaturverhältnisse der glühenden Dämpfe gegenüber der Temperatur der das continuirliche Spectrum aussendenden Schicht die angedeuteten sind.

Ueberstrahlungen von Linien in dem Secchi'schen Sinne können nur vorkommen, wenn räumlich nebeneinander liegende Stellen der Oberfläche eines Körpers verschiedenartige Spectra erzeugen, die eine ein Emissions-, die andere ein Absorptionsspectrum. Fällt das Licht beider Stellen gemischt in das Spectroskop, so nimmt das resultirende Spectrum den Charakter desjenigen Spectrums an, von welchem die grössere Lichtmenge in der Mischung vorhanden ist.

Zuweilen erscheinen ausser den Wasserstofflinien auch noch andere Linien hell, so die Coronalinie (1474 K). Auch die Heliumlinie D_3 wird zuweilen bemerkt. Besonders bemerkenswerth ist das Verhalten der Natriumlinien. Dieselben kehren sich niemals in ihrer ganzen Breite um, sondern sie erscheinen stellenweise ausserordentlich verbreitert, und in ihrer Mitte tritt eine schmale, sehr helle Linie auf. Fig. 51 gibt den Anblick der Gegend der D-Linie im Spectrum eines Fleckens wieder.

Fig. 51.

*) Comptes Rendus, Bd. 95, p. 1212.

Eine Erklärung dieser Erscheinung ist nur möglich unter der Annahme, dass eine sehr dichte Schicht von Natriumdampf niedriger Temperatur im Flecken vorhanden ist, über welcher sich eine solche von höherer Temperatur als die Photosphäre innerhalb des Fleckens, aber von geringerer Dichtigkeit befindet. Es ist zunächst ja nicht zu entscheiden, welche dieser beiden Schichten über der andern gelagert ist; diese eben gegebene Anordnung ist nur wahrscheinlich wegen der grösseren Dichtigkeit der Schicht mit niedrigerer Temperatur; auch spricht dafür der Umstand, dass am Sonnenrande, wie wir später sehen werden, Erhebungen von intensiv glühendem Natriumdampfe zu beobachten sind.

Beobachtungen von Fackelspectren sind, wie es scheint, nur sehr wenig angestellt worden; bekannt ist nur, dass das Spectrum derselben keine andere Aenderung aufweist, als eine Intensitätszunahme des continuirlichen Theiles.

Hiernach muss man annehmen, dass die Fackeln sich von den übrigen Theilen der Photosphäre nur dadurch unterscheiden, dass sie entweder eine höhere Temperatur besitzen und aus diesem Grunde stärker leuchten, oder dass in ihrem Spectrum wegen des höheren Niveaus, welches sie wahrscheinlich einnehmen, die durch die Sonnenatmosphäre ausgeübte allgemeine Absorption eine geringere ist.

Es möge hier eine etwas weiter gehende Bemerkung gestattet sein.

Daran, dass die Fackeln thatsächlich Erhöhungen über dem Niveau der Photosphäre sind, ist wohl kaum zu zweifeln. Zeigt ihr Spectrum trotzdem in Bezug auf Absorption keinen Unterschied gegen die übrige Photosphäre, so muss man entweder annehmen, dass die sogenannte absorbirende Schicht sich auch über diese Erhöhungen gleichmässig verbreitet, oder aber, dass diese Schicht, an deren Existenz übrigens, wie wir im nächsten Abschnitte sehen werden, kein Zweifel herrscht, nicht eine selbständige Schicht, sondern nur ein Theil der Photosphäre sein kann. Man hätte sich in diesem Falle zu denken, dass wenigstens in den oberen Theilen der Photosphäre diejenigen condensirten Theilchen, welche das continuirliche Spectrum geben, nur äusserst dünn vertheilt sind, so dass der grösste Theil des weissen Lichtes aus grösseren Tiefen herausleuchtet. Die leuchtenden Punkte in der Photosphäre wären alsdann durchaus nicht direct mit unseren Wolken zu vergleichen, die in verhältnissmässig dünnen Schichten in unserer Atmosphäre auftreten, sondern vielmehr mit jenem leichten, manchmal kaum merklichen Dunste, der bei uns fast gleichmässig nach dem Horizonte sowohl als nach dem Zenith hin erscheint. Die dunklen Stellen der Photosphäre würden Schlieren verhältnissmässig klarer Metalldämpfe sein.

Es ist bei dieser Gelegenheit der Frage näher zu treten, wie das Leuchten der Photosphäre zu Stande kommt. Man könnte annehmen, dass die Dichtigkeit der Metalldämpfe in den tieferen Schichten eine so beträchtliche wäre, dass sie durch Verbreiterung ihrer Linien ein continuirliches Spectrum lieferten, und dass die oberen, weniger dichten und kühleren Theile dieser selbigen Metalldämpfe die elective Absorption ausübten. In diesem Falle aber müsste das Aussehen der Absorptionslinien ein anderes als das thatsächliche sein, und die grosse Schärfe der meisten Linien wäre unmöglich, da der Uebergang von den emittirenden Gasschichten zu den absorbirenden nur ein continuirlicher sein kann. Wir werden daher unmittelbar auf die bereits ausgesprochene Ansicht zurückverwiesen, dass das lichtgebende Element in der Photosphäre durch feste oder flüssige Partikelchen gegeben ist.

Es wird für gewöhnlich angenommen, dass diese Condensationsproducte von den Metallen herrührten, welche auch die Absorption ausüben; es ist dies aber schwer verständlich, da man nicht recht einsehen kann, weshalb die Condensation alsdann in den höheren kühlen Schichten nicht mehr vorhanden ist.

Diese Schwierigkeit dürfte nur durch die Annahme gehoben werden, dass die condensirten Theilchen der Photosphäre einem einzigen Elemente — es braucht kein Metall zu sein — angehören, welches seinem Atomgewichte nach überhaupt nicht oberhalb einer gewissen Grenze auftritt, und welches ausserdem die Eigenschaft hat, schon bei verhältnissmässig sehr hoher Temperatur aus dem dampfförmigen in den flüssigen oder festen Aggregatzustand überzugehen. Es spricht hierfür, dass z. B. oberhalb der Chromosphäre die Metalldämpfe unter normalen Verhältnissen nicht mehr vorhanden sind, sondern nur noch die leichtesten Elemente wie Wasserstoff, Helium, Coronium.

Ueber die im Fleckenspectrum auftretenden Verschiebungen und Verzweigungen von Linien wird in dem Capitel der Linienverschiebungen berichtet werden.

3. Das Spectrum des Sonnenrandes.

Wie wir im vorigen Abschnitte gesehen haben, gelingt es zuweilen unter sehr günstigen Umständen, Vorgänge, welche in der Atmosphäre der Sonne geschehen, im Spectrum eines Fleckens zu beobachten.

Ungleich besser gelingen diese Beobachtungen am Sonnenrande, weil hier die Photosphäre nicht den glänzenden Hintergrund bildet. Die Principien, welche für die Beobachtung am Sonnenrande gelten, sind bei Gelegenheit der Protuberanzspectroskope auseinandergesetzt worden,

und unter Hinweis hierauf ist zu recapituliren, dass bei radial zum Sonnenrande gestelltem Spalte für denjenigen Theil, welcher über den Rand hinausragt, und bei tangential gestelltem Spalte für den ganzen Spalt zunächst das Spectrum der erhellten irdischen Atmosphäre erscheint. Es ist dies nichts anderes, als ein abgeschwächtes Sonnenspectrum. Die selbstleuchtenden Theile der Sonnenatmosphäre, welche auf den Spalt projicirt werden, geben ein Spectrum mit hellen Linien, von denen diejenigen sichtbar werden, welche heller sind als das continuirliche Spectrum der erleuchteten Erdatmosphäre. Bei weit geöffnetem Spalte erblickt man die Gebilde, sofern ihre scheinbare Ausdehnung nicht grösser ist als die scheinbare Oeffnung des Spaltes, in ihrer natürlichen Gestalt und in den Farben der betreffenden Linien, welche sie im Spectrum erzeugen. Bei der weiten Oeffnung des Spaltes wächst die Intensität des continuirlichen Spectrums, welches den Untergrund bildet, und entsprechend verschwinden die schwächeren Partien der beobachteten Objecte.

Die sogenannte umkehrende oder absorbirende Schicht kann für gewöhnlich nicht auf diese Weise beobachtet werden, sondern nur bei totalen Sonnenfinsternissen. Es ist bei letzteren mehrfach beobachtet worden, dass im Momente, wo der Mondrand den Sonnenrand bei den inneren Berührungen erreicht, die Linien des Sonnenspectrums plötzlich hell aufblitzen. Die Dauer dieser Erscheinung ist zu kurz, als dass mit Sicherheit constatirt werden könnte, welche Linien vorzugsweise hierbei hell werden; die Beobachter haben stets den Eindruck gehabt, als wenn so ziemlich alle Linien umgekehrt würden. Aus der geringen Zeitdauer der Umkehr ist schon zu schliessen, dass diese Schicht nur sehr dünn sein kann; Pulsifer hat bei Gelegenheit der Sonnenfinsterniss vom 29. Juli 1878 die Dicke dieser Schicht dadurch zu bestimmen gesucht, dass er bei tangential gestelltem Spalte die Länge der aufblitzenden Linien im Verhältniss zur Grösse des Sonnenbildes bestimmte. Es ergab sich hieraus ein Werth von etwa 120 Meilen, d. h. nur etwas über 1 Bogensecunde.

Dieser ausserordentlich geringe Werth erklärt auch, weshalb es nicht möglich ist, ohne die Bedeckung der Photosphäre durch den Mond die Erscheinung der Linienumkehrung zu beobachten. Gleichzeitig aber führt dieser Umstand auch zu demselben Resultate, zu welchem wir schon bei den Fackelspectren gelangt sind, dass es nämlich höchst unwahrscheinlich ist, dass sich auf der immensen Sonnenoberfläche eine derartige dünne Schicht als selbständige Schicht halten könne, ungeachtet aller Unebenheiten und fortwährenden Veränderungen und Bewegungen.

Wir kommen hierdurch zu demselben schon ausgesprochenen Schlusse, dass eben die absorbirende Schicht keine selbständige Schicht ist, son-

dern dass sie nur als der oberste Theil der Photosphäre zu betrachten ist, in welchem wenige oder gar keine Condensationsproducte suspendirt sind. Zu demselben Schlusse ist auf anderem Wege übrigens auch Lockyer gelangt.

Die hierauf folgende Schicht, die Chromosphäre, ist stets sichtbar; das Spectrum derselben gibt für gewöhnlich nur wenige Linien, vor allem diejenigen des Wasserstoffs. Bei weit geöffnetem Spalte erblickt man die Chromosphäre in ihrer eigenthümlichen Structur; sie bildet eine Schicht von wechselnder Dicke, ihre äussere Begrenzung erscheint faserig, einer von der Seite betrachteten Grasfläche ähnlich. Von ihr aus erheben sich die Protuberanzen, welche vornehmlich aus Wasserstoff und Helium bestehen, und welche in den Linien dieser beiden Stoffe beobachtet werden können. In gewissen Fällen, auf die wir noch näher zurückkommen wollen, werden aber bei Gelegenheit der Ausströmungen, durch welche die Protuberanzen entstehen, die heissen Metalldämpfe der Photosphäre in und über die Chromosphäre gehoben; das Spectrum derselben, natürlich aus hellen Linien bestehend, kann alsdann beobachtet werden. Es muss angenommen werden, dass dieses Emporheben für alle Metalldämpfe, welche auf der Sonne Absorption ausüben, möglich ist, und in der That scheint dies nach Young stattzufinden, aber nur äusserst selten. So hat Young*) bei seinen unter sehr günstigen Umständen auf dem Berge Sherman angestellten Beobachtungen bei zwei Gelegenheiten für Momente die sämmtlichen Linien des Spectrums hell gesehen.

Diejenigen Linien, welche stets im Chromosphärenspectrum auftreten, sind die folgenden:

W.L.	Elemente:	W.L.	Elemente:
705.6	?	434.1	H
656.3 *C*	H	410.1	H
587.6 D_3	Helium	396.9 ?	?
531.7	Coronium	396.8 H_1	H?
486.1 *F*	H	393.3 H_2	H?
447.2	?		

Den Untersuchungen Youngs verdanken wir eine vorzügliche Zusammenstellung derjenigen Linien, welche mit Sicherheit im Spectrum der Chromosphäre beobachtet worden sind. Dieselben, 273 an Zahl, sind in dem folgenden Verzeichnisse nach ihren Wellenlängen aufgeführt. In der Columne H ist die Häufigkeit des Auftretens in Procenten angegeben, in der Columne I ebenso die relative Intensität in Bezug auf die

*) Americ. Journ. Sc. (3) 4, p. 356—363.



C-Linie. Die in der letzten Columne angegebenen Identificirungen mit Metalllinien (von Young) sind natürlich nur mit dem schon oft ausgesprochenen Vorbehalt wiedergegeben.

Die Identificirung mit den Eisenlinien nach Thaléns neuerer Untersuchung ist von mir beigefügt und durch *fe* bezeichnet.

Die von Young nach Ångström angegebenen Wellenlängen sind direct in diejenigen des Systems Müller-Kempf umgesetzt worden. In Fällen, wo die Identificirung der Linien nach den beiden Verzeichnissen nicht mit Sicherheit möglich war, ist die Reduction nur mit Hülfe der allgemeinen Reductionstafel ausgeführt worden; die Wellenlängen sind alsdann nur auf zwei Decimalen angegeben.

Unter W.L.$_1$ sind die ursprünglichen Angaben Youngs beibehalten.

Youngs Chromosphärenlinien.

Nr.	W.L.$_1$	W.L.$_2$	H	I	Elemente	Nr.	W.L.$_1$	W.L.$_2$	H	I	Elemente
1	705.5?	705.6?	100	12		30	612.12	612.247	5	3	*Ca, Co*
2	667.69	667.836	25	50	*Fe, Ba*	31	610.99	611.132	2	1	*Ba*
3	656.18	656.314	100	100	*H*	32	610.17	610.306	3	2	*Ca, Li, Zn, fe*
4	651.55	651.67	15	4		33	608.31	608.441	3	2	*Ti*
5	649.60	649.731	18	5	*fe, Ba*	34	606.45	606.581	5	2	*Fe, Ti*
6	646.17	646.295	5	2	*fe, Ca*	35	601.80	601.960	2	1	*Ba*
7	645.38	645.50	10	6		36	599.00	599.167	10	4	
8	643.81	643.938	5	2	*Ca, Cd*	37	591.32	591.447	2	1	*Fe*
9	642.99	643.117	20	4	*fe*	38	589.50	589.625	50	30	*Na*
10	641.56	641.68	5	2		39	588.90	589.030	50	30	*Na*
11	639.90	640.038	5	2	*Fe*	40	588.30	588.419	2	1	*Fe*
12	639.26	639.392	5	1	*Fe*	41	587.49	587.62	100	90	(D_3)
13	637.3?	637.4	5	2		42	585.27	585.403	8	2	*Ba, fe?*
14	637.1?	637.2	5	3		43	570.83	570.975	1	1	*Fe*
15	634.61	634.742	10	4	*Ruth. Ir*	44	568.72	568.851	2	1	*Na*
16	624.54	624.672	8	5	*Fe*	45	568.35	568.479	5	3	
17	623.73	623.870	8	2		46	568.15	568.293	2	1	*Na, Fe, N*
18	623.15	623.295	5	1	*Fe*	47	566.78	566.934	2	2	*S*
19	621.83	621.961	3	1	*fe, Ti*	48	566.60	566.737	1	1	*fe*
20	621.41	621.546	3	1	*fe, Ti*	49	566.15	566.284	15	2	*fe, Ti, E*
21	619.96	620.071	2	2	*Fe*	50	565.67	565.816	8	3	*S, N*
22	619.05	619.191	10	2	*Fe*	51	565.44	565.576	2	1	*Fe*
23	616.83	616.943	3	1	*Ca*	52	564.02	564.168	1	1	*fe, S*
24	616.12	616.253	8	3	*Ca*	53	563.73	563.858	1	1	*fe*
25	614.81	614.960	3	2	*Fe, E*	54	562.32	562.475	2	1	*Fe*
26	614.68	614.810	3	2		55	561.45	561.585	2	1	*Fe*
27	614.06	614.204	25	10	*Ba*	56	558.76	558.901	2	2	*Ca*
28	613.61	613.720	2	1	*fe*	57	558.55	558.704	2	1	*Fe*
29	613.56	613.686	2	1	*Fe*	58	553.41	553.52	50	12	*Ba, Fe, Sr*

Nr.	W.L.₁	W.L.₂	H	I	Elemente	Nr.	W.L.₁	W.L.₂	H	I	Elemente
59	552.59	552.713	40	5	*Fe*	106	526.85	526.980	12	3	*Fe*
60	551.87	551.990	15	2	*Ba*	107	526.58	526.680	10	4	*Fe, Co*
61	550.58	550.709	2	1	*Fe*	108	526.33	526.452	1	1	*Ca, Br*
62	550.05	550.182	2	1	*Fe, La*	109	525.62	525.754	2	1	*Sr*
63	549.66	549.783	2	1	*Fe, E*	110	525.41	525.547	1	2	*Fe, Mn*
64	548.02	548.126	2	1	*Ti, Sr, fe*	111	524.97	525.077	3	1	*Fe, Zn, Br*
65	547.59	547.729	1	1	*Ni, fe*	112	524.63	524.737	3	1	*Fe*
66	547.23	547.357	3	1	*fe?*	113	523.90	524.022	4	2	*Fe*
67	546.23	546.353	1	1	*Fe, N*	114	523.63	523.771	4	2	
68	545.47	545.580	10	4	*Fe*	115	523.36	523.481	10	8	*fe, Mn, Zn*
69	544.59	544.69	10	4	*Fe, Ti, Br*	116	523.21	523.324	1	3	*Fe*
70	543.54	543.64	5	2	*Zn, Br, fe*	117	522.75	522.857	1	1	*fe, Sr?*
71	543.30	543.40	2	2	*Fe*	118	522.62	522.747	10	3	*Fe*
72	543.18	543.28	8	5		119	522.55	522.672	2	3	*Sr, Br*
73	542.88	543.002	8	3	*Fe, Ti*	120	522.43	522.566	2	2	*fe, Ti*
74	542.45	542.555	25	6	*Ba, Ti, S*	121	521.65	521.793	2	1	*Fe*
75	541.79	541.909	5	2	*Ti, Mn*	122	521.55	521.688	3	2	*Fe*
76	541.44	541.552	2	2	*Fe*	123	521.44	521.577	2	1	*Fe*
77	541.24	541.34	4	2	*Mn*	124	521.05	521.201	1	1	
78	541.00	541.120	2	1	*Fe, Ni*	125	520.95	521.072	1	2	*fe, Ti*
79	540.90	541.008	2	2	*Cr*	126	520.76	520.874	10	6	*Fe, Cr*
80	540.48	540.602	2	1	*Fe*	127	520.52	520.636	10	6	*fe, Cr, E*
81	540.31	540.419	5	3	*Fe, Ti*	128	520.37	520.485	10	6	*Cr, Fe*
82	539.96	540.090	2	1	*Mn, fe*	129	520.15	520.272	5	3	*Fe*
83	539.61	539.752	4	2	*Fe, Ti*	130	519.97	520.070	4	2	*S, E*
84	539.22	539.348	2	1	*Fe, Ce*	131	519.79	519.915	1	1	*Fe*
85	538.02	538.126	3	2	*Ti*	132	519.70	519.825	15	10	
86	537.05	537.175	10	3	*Fe*	133	519.50	519.646?	1	1	*fe?, Mn*
87	536.90	537.024	1	1	*Fe*	134	519.41	519.515	2	2	*Fe*
88	536.65	536.771	1	1	*Fe*	135	518.82	518.893	10	5	*Fe, Ca*
89	536.40	536.519	1	1	*Fe*	136	518.73	518.816	1	1	*fe, Ti*
90	536.19	536.321	20	10	*Fe*	137	518.51	518.618	5	2	*Fe, Ti*
91	535.24	535.373	4	2	*Fe, Co, Ce*	138	518.30	518.393	50	30	*Mg*
92	534.50	534.608	1	1		139	517.20	517.217	50	35	*Mg*
93	534.02	534.144	1	2	*Fe, Mn, O*	140	516.83	516.933	40	30	*Fe, Ni, Br*
94	533.59	533.701	5	2	*Ti, Zn*	141	516.67	516.787	30	20	*Fe, Mg*
95	532.91	533.007	6	4	*fe*	142	516.0?	516.137?	1	1	
96	{532.71	{532.820	5	2	*Fe*	143	515.48	515.587	3	1	*fe, Na*
97	{532.76	{532.861	5	2	*Fe*	144	515.25	515.405	3	1	*Na, Cu?*
98	532.51	532.621	6	2	*fe*	145	515.01	515.106	2	2	*Fe, Br*
99	531.80	531.9 ?	1	1	*fe?*	146	514.22	514.309	1	2	*S*
100	531.59	531.723	90	50	*fe, Fe?, O?*	147	513.30	513.409	1	1	*Fe*
101	531.31	531.436	3	1		148	513.08	513.198	1	1	*Fe*
102	529.20	529.320	1	1	*Cu, Br*	149	512.86	512.992	1	1	*fe, Ti*
103	528.34	528.466	20	10	*fe, Ti*	150	512.67	512.782	1	1	*Fe, Ti*
104	527.50	527.642	30	15	*fe*	151	512.55	512.642	1	2	*fe*
105	526.95	527.053	15	4	*Fe, Ca*	152	512.44	512.550	1	1	*Fe*

Nr.	W.L.₁	W.L.₂	H	I	Elemente	Nr.	W.L.₁	W.L.₂	H	I	Elemente
153	512.32	512.431	1	1	*Fe*	200	457.14	457.231	10	4	*Ti*
154	512.10	512.193	1	1	*Fe*	201	456.48	456.587	10	3	*fe*
155	511.99	512.067	1	1	*Ti*	202	456.32	456.407	10	5	*Ti*
156	511.49	511.587	1	1	*Ni*	203	455.95	456.038	8	2	*fe*
157	510.88	511.003	2	2	*fe?, Ti*	204	455.81	455.896	8	1	
158	510.70	510.792	1	1	*Fe*	205	455.53	455.633	10	5	*Fe, Ti*
159	509.81	509.893	1	1	*Fe*	206	455.34	455.434	10	5	*Ba*
160	509.65	509.736	1	1	*Fe, S*	207	455.18	455.281	1	1	*fe, Ti, S*
161	508.70	508.771	2	1	*fe, E*	208	454.89	454.990	10	8	*fe, Ti*
162	508.35	508.439	1	1	*Zn*	209	453.92	454.006	2	1	*Ce*
163	507.79	507.907	1	2	*Fe*	210	453.55	453.627	2	2	*Ti, Ca*
164	504.78	504.832	2	2	*Fe?, Zn, fe?*	211	453.32	453.429	5	5	*Fe*
165	504.12	504.195	2	2	*Fe, Ca*	212	453.21	453.347?	3	2	*fe?, Ti, Ca*
166	504.01	504.126	2	2	*Fe*	213	452.44	452.542	3	2	*Ba, Fe*
167	503.01	503.145	4	3	*S*	214	452.20	452.296	3	3	*fe, Ti, S*
168	502.35	502.428	3	1	*S*	215	451.40	451.460	2	1	
169	501.76	501.871	30	15	*Fe, Ni*	216	451.30	451.404	1	1	*fe?*
170	501.50	501.59	30	10	*Ti*	217	450.60	450.701	2	1	
171	499.33	499.458	2	1	*Fe, N*	218	450.03	450.150	15	6	*Ti*
172	495.67	495.753	1	2	*Fe*	219	449.09	449.163	20	8	*Mn*
173	493.34	493.440	30	8	*Ba*	220	448.94	449.035	15	3	*Fe, Mn*
174	492.31	492.425	40	12	*Fe, S, Zn*	221	448.09	448.177	5	2	*fe, Mg*
175	492.13	492.240	30	8	*S*	222	447.12	447.193	100	25	*Ce*
176	491.82	491.922	20	3	*Fe*	223	446.85	446.964	20	5	*fe, Ti, O*
177	491.12	491.238	3	2	*fe, Zn*	224	444.63	444.721	1	1	*fe, Ti*
178	489.93	490.045	30	6	*Ba, La, E*	225	444.30	444.357	10	2	*fe, Ti*
179	488.29	488.398	10	4	*Ce*	226	443.67	443.729	1	1	*Mn?, fe*
180	486.94	487.051	5	1		227	443.35	443.411	1	1	*fe*
181	486.06	486.160	100	80	*H*	228	442.60	442.670	2	3	
182	485.47	485.555	5	2	*Fe, Ni, E*	229	442.50	442.563	2	2	*Ca*
183	484.81	484.877	3	2	*fe, Ca, O*	230	441.80	441.911?	2	1	*O*
184	482.65	482.713	1	1	*fe?*	231	441.75	441.843	3	1	*Ti*
185	482.28	482.441	10	2	*Mn*	232	441.47	441.510	1	1	*Fe, Mn, O*
186	480.44	480.543	3	1	*Ti, S, O*	233	440.77	440.864	1	1	*Fe, Ca*
187	477.87	477.980	3	2	*fe, Co, N*	234	440.42	440.499	1	1	*Fe*
188	473.08	473.181	1	1	*Fe*	235	439.85	439.895	1	1	*Ti, Ce, O*
189	471.25	471.351	2	2	*Ce, O*	236	439.65	439.727	1	2	
190	466.63	466.758	3	1	*(Fe), Ti*	237	439.46	439.533	15	3	*fe*
191	466.33	466.434	2	1		238	438.85	438.961?	1	1	*Fe?*
192	465.60	465.718	2	1	*Ti*	239	438.47	438.550?	8	2	*Ca, Ce, fe?*
193	462.90	463.045	15	18	*fe, Ti, N*	240	438.35	438.421	1	1	
194	462.82	462.914	2	1	*Ce*	241	438.28	438.396	1	1	*Fe, Cr*
195	462.03	462.12	1	1		242	438.04	438.118	1	1	
196	458.94	459.031	1	1		243	437.91	437.968	1	1	*Ca*
197	458.75	458.856	2	2		244	437.55	437.638	5	3	*Fe*
198	458.32	458.417	15	6	*fe*	245	437.42	437.492	8	3	*fe, E*
199	457.60	457.666	4	2		246	435.91	436.001	1	1	*Cr*

Nr.	W.L.1	W.L.2	H	I	Elemente	Nr.	W.L.1	W.L.2	H	I	Elemente
247	435.18	435.250	3	1	*Cr*	261	423.55	423.621	30	5	*Fe*
248	434.01	434.071	100	65	*H*	262	423.30	423.387	15	5	*Fe*, *Ca*
249	433.82	433.908	10	2	*Cr*	263	422.63	422.700	3	3	*Ca*, *Sr*
250	433.51	433.587	2	1	*La*	264	421.53	421.574	40	7	*Ca*, *Sr*
251	432.40	432.483	1	2		265	417.88	417.957	1	1	
252	432.01	432.123	1·	1	*Ti*, *O*, *fe*	266	416.67	416.753	1	1	*Ca*
253	431.35	431.462	1	1	*Ti*	267	410.12	410.200	100	50	*H*
254	430.72	430.840	3	2	*Ca*, *Fe*	268	407.70	407.797	25	2	*Ca*
255	430.21	430.314	3	2	*Ca*, *Fe*	269	404.50	404.618	3	2	*Fe*
256	429.80	429.858	1	1	*Ca*, *Fe*	270	399.0?	399.1 ?	2	1	
257	428.94	429.024	1	1	*Cr*, *Ca*, *Ce*	271	397.0?	397.1 ?	2	1	*Fe*
258	427.46	427.521	2	1	*Cr*, *Ca*	272	396.79	396.875	75	3	*Fe*, *Ca*
259	426.00	426.084	2	1	*Fe*	273	393.28	393.379	50	1	*Fe*, *Ca*
260	424.52	424.559	30	3	*Fe*						

Aus diesem Verzeichnisse ist zu sehen, dass die meisten Linien dem Eisen angehören; ausserdem kann man als sicher constatirt annehmen Linien von Natrium, Calcium, Barium, Titan, Mangan, Chrom, Magnesium. In Betreff der übrigen Metalle oder gar der Metalloide, wie z. B. Schwefel, bleibt die Frage ihres Auftretens unentschieden.

Das Aussehen der chromosphärischen Linien am Sonnenrande ist meistens ein sehr eigenthümliches. Wenn keine Protuberanz vorhanden ist, so erscheinen die Wasserstofflinien der Chromosphäre als kurze Ansätze an den Enden der entsprechenden Linien des Sonnenspectrums bei radial gestelltem Spalte. Sie sitzen breit auf und verlaufen nach aussen hin in eine Spitze, entsprechend den Druckdifferenzen und Wegstrecken innerhalb der Chromosphäre. Sobald sich eine Protuberanz an der beobachteten Stelle befindet, ändert sich natürlich das Aussehen der Wasserstofflinien, indem sie, wenn wir hier wiederum von Verschiebungen und Verzweigungen absehen, bald bis weit vom Sonnenrande weg zu verfolgen sind, bald unterbrochen erscheinen, je nach der Figur der Protuberanz. Ihre Dicke wechselt ebenfalls; an den hellen Stellen der Protuberanz ist die Dicke meistens grösser, entsprechend der breiteren ausstrahlenden Schicht*). Die Wasserstofflinien verhalten sich auch untereinander etwas verschieden, indem die H_α-Linie meistens etwas länger erscheint als die H_β-, $H\gamma$- oder gar $H\delta$-Linie. Auch das Aussehen einer Protuberanz ist in den drei Wasserstofflinien ein verschiedenes. Die Unterschiede sind jedoch leicht aus der Thatsache allein erklärlich, dass die Wasserstofflinien, je mehr sie nach dem Violett folgen, zu kräftigem Auftreten eine immer höhere Temperatur erfordern.

Gänzlich hiervon verschieden ist das Aussehen der D_3-Linie; auch

*) Bothkamper Beob. Bd. II, p. 36.



sie folgt im Allgemeinen der Figur der Protuberanz, sie sitzt aber niemals breit auf dem Sonnenrande auf, sondern nähert sich demselben immer spitzer werdend, vielleicht berührt sie denselben nicht ganz.

Es ist diese Erscheinung eine sehr merkwürdige; sie deutet zunächst darauf hin, dass das Helium am Sonnenrande eine geringere Dichtigkeit besitzt als in höheren Schichten der Sonnenatmosphäre.

Wir kommen nun zu der eigenthümlichen Thatsache, dass die D_3-Linie keiner dunklen Linie im Sonnenspectrum entspricht.

Bei der Allgemeinheit, mit welcher sich das Kirchhoff'sche Gesetz als richtig erwiesen hat, wenigstens in dem Sinne, dass stets einer hellen Linie im Emissionsspectrum eine dunkle im Absorptionsspectrum entspricht, sollte man sich nicht ohne Weiteres mit der Erklärung zufrieden geben, dass eben das Verhalten der D_3-Linie nicht diesem Gesetze folgt. Vielmehr sollte man lieber eine Annahme vorziehen, welche das Kirchhoff'sche Gesetz als gültig betrachtet, und ein besonderes Verhalten des Helium auf der Sonne voraussetzt. Die folgende Erklärung rührt im Wesentlichen von Wilsing her, dessen freundlicher Mittheilung ich dieselbe verdanke.

Die Schicht in der Sonnenatmosphäre, in welcher das Helium auftritt, kann insofern als eine sehr dünne bezeichnet werden, als dasselbe erst in dem oberen Theile der Chromosphäre das Maximum seiner Dichtigkeit erreicht, voraussichtlich in Folge eines sehr geringen Atomgewichtes. Dasselbe mag sich noch weit über die Chromosphäre erstrecken, ohne aber wegen der niedrigen Temperatur noch in dem Sinne als glühend betrachtet werden zu müssen, wie dies für die Gültigkeit des Kirchhoff'schen Gesetzes erforderlich ist. Es ist nunmehr ausser dieser Annahme nur die folgende nöthig, welche durchaus nichts Ungewöhnliches hat, dass nämlich diese dünne Schicht des glühenden Heliums ein so geringes Emissionsvermögen an der Stelle der D_3-Linie hat, dass diese Linie dem Auge nicht mehr sichtbar erscheint, also auch nicht die entsprechende Absorptionslinie. Am Sonnenrande, wo die Heliumschicht tangirt wird, erreicht dieselbe ihre grösste Wirksamkeit, die D_3-Linie wird hell sichtbar. Es kommt Alles darauf an, dass die Schicht hinreichend dünn vorausgesetzt wird, damit das Dickenverhältniss am Rande und in der Mitte der Sonnenscheibe genügend verschieden wird, um den erforderlichen Intensitätsunterschied um etwa das Hundertfache) zu gewähren. Dieses Verhältniss tritt aber bei einer Dicke der Schicht von etwa 2 bis 3 Bogensecunden ein.

Ein ernstlicher Einwand gegen diese Hypothese kann nur auf Grund der Erscheinungen gemacht werden, welche die Fixsterne in Bezug auf die D_3-Linie bieten. Bei den meisten, vielleicht bei allen Sternen,

welche die Wasserstofflinien hell enthalten, tritt auch die D_3-Linie hell auf, ein Beweis für das innige Zusammengehen dieser beiden Stoffe; in keinem Sternspectrum aber mit dunklen Linien kommt die D_3-Linie dunkel vor. Dieses Verhalten, welches genau demjenigen auf der Sonne entspricht, zeigt, dass die Eigenschaft der D_3-Linie auf allen Sternen dieselbe ist, und da ist es allerdings plausibler, an eine wirkliche physikalische Eigenschaft zu denken, als an eine Conjunctur von Zuständen, die an und für sich für einen einzigen Himmelskörper nichts Unwahrscheinliches hat, für die Gesammtheit aller aber sehr unwahrscheinlich ist.

Bei den Natriumlinien, die am Sonnenrande sehr häufig hell erscheinen, lässt sich zuweilen eine mehrfache Umkehr beobachten, indem eine Stelle der sonst dunklen Natriumlinien des reflectirten Sonnenspectrums hell und stark verbreitert erscheint und in deren Mitte ein feiner, schwarzer Kern auftritt, eine Erscheinung die sich leicht im Laboratorium bei der spectroskopischen Betrachtung von brennendem Natrium wiederholen lässt. Der Hauptbestandtheil des in der Protuberanz enthaltenen Natriumdampfes liefert die helle Linie, die äusseren kühleren und an Masse geringeren Schichten absorbiren hiervon wieder einen Theil.

Auch bei der Magnesium-Linie ist diese zweifache Umkehr zuweilen beobachtet worden.

Die Höhe über dem Rande, bis zu welcher die hellen Linien bei Ausbrüchen aus der Sonne zu beobachten sind, ist je nach der Art des Metalles sehr verschieden. Die höchste Höhe erreichen die Wasserstofflinien, alsdann folgt D_3, D_1 und D_2, die Magnesiumlinien u. s. w.

Im Allgemeinen kann man sagen, dass die Höhe der Linien Hand in Hand geht mit der Häufigkeit ihres Auftretens.

Ueber die Formen der Protuberanzen können wir uns hier in Hinblick auf andere spectralanalytische Werke und Publicationen kurz fassen. Man kann hiernach verschiedene Typen annehmen, wolkenartige, eruptionsförmige und dergleichen. Die einzige rationelle Eintheilung scheint diejenige in Wasserstoffprotuberanzen — solche welche ausser den in der Atmosphäre stets vorhandenen Gasen keine anderen Metalldämpfe enthalten — und in die metallischen Protuberanzen, die ausser den obigen Bestandtheilen mehr oder weniger Metalldämpfe enthalten, eine Eintheilung, die sich übrigens insofern auch in der Form ausspricht, als in den leichten wolkenartigen Protuberanzen niemals Metalldämpfe beobachtet werden.

Vergleicht man diejenigen Linien eines Metalles, z. B. des Eisens, welche in der Chromosphäre hell erscheinen können, nach ihrer Intensität mit den entsprechenden Linien des Metalldampfes, so findet man hierbei

keineswegs eine vollständige Uebereinstimmung. Manche starke Linien fehlen gänzlich, während schwächere vorhanden sind. Zur Erklärung dieser Erscheinung ist die Untersuchungsmethode Lockyer's geeignet, welche unter dem Namen der Methode der langen und kurzen Linien bekannt ist. Projicirt man das Bild des elektrischen Flammenbogens, in welchem ein Metall verdampft, auf den Spalt des Spectroskopes, so sind die Strahlen, welche in der Richtung des Spaltes von verschiedenen Punkten des Bogens kommen, auch im Spectroskope getrennt. Man bemerkt alsdann im Spectrum, dass einzelne Linien die volle Länge des auf den Spalt projicirten Flammenbogens besitzen, während andere kürzer sind. Im Allgemeinen wird der mittlere Theil des Spectrums sehr viel linienreicher als die Randpartien. Diese Erscheinung erklärt sich dadurch, dass in den äusseren Theilen des Flammenbogens andere Temperatur- und Druckverhältnisse herrschen, vorwiegend wohl erstere, als in den inneren. Dieser Versuch trennt demnach die Spectra desselben Metalldampfes bei verschiedenen Temperaturen in einfacher Weise, eine Trennung, die sonst nur sehr schwierig durchzuführen sein würde.

Es zeigt sich nun, dass es die langen Linien der Metalldämpfe vorwiegend sind, welche in der Chromosphäre umgekehrt erscheinen, und man kann daher den Schluss ziehen, dass in der Chromosphäre Bedingungen vorherrschen, welche mehr denjenigen der äusseren Theile des Flammenbogens entsprechen als den inneren, dass also die Temperatur daselbst nicht eine so sehr hohe sein kann.

Es muss übrigens noch darauf hingewiesen werden, dass bei ausserordentlich hohen Temperaturen fast eine Umkehr der Erscheinung eintritt, indem die kurzen Linien rascher wachsen als die langen, und schliesslich zu den langen werden; es scheint aber kein Zweifel, dass dieser Punkt in der Chromosphäre nicht überschritten ist.

Die Theorie der sogenannten »Basischen Linien« im Chromosphärenspectrum von Lockyer braucht hier nur noch des historischen Interesses halber erwähnt zu werden. Lockyer nahm an, dass diejenigen Linien verschiedener Metalle, die auf nahe dieselbe Wellenlänge fallen, thatsächlich genau zusammenfielen, dass sie den verschiedenen Metallen also gemeinsam seien, und dass deshalb diese Metalle nicht als Elemente, sondern als complicirte Verbindungen derselben Grundstoffe zu betrachten seien. Es ist heute bekannt, dass die Lockyer'sche Hypothese nur irrthümlich durch das scheinbare Zusammenfallen der betreffenden Linien entstanden ist.

4. Das Spectrum der Corona.

Die eigentliche Sonnenatmosphäre, die sogenannte Corona, ist so lichtschwach, dass sie von der beleuchteten Erdatmosphäre stets überstrahlt wird, und deshalb nur bei totalen Sonnenfinsternissen, wo diese intensive Erhellung der Erdatmosphäre wegfällt, beobachtet werden kann. Die Ausdehnung der Corona scheint sehr zu wechseln und in innigem Zusammenhange mit der Periode der Sonnenthätigkeit zu stehen, die sich am Auffallendsten in der Fleckenmenge der Sonne äussert.

Die directen Beobachtungen sowohl als auch die Photographien, die bei den verschiedenen totalen Sonnenfinsternissen erhalten worden sind, lassen diese Schwankungen in der Ausdehnung der Corona erkennen, und hiermit im Einklange stehen die sich sonst zum Theil widersprechenden Resultate der spectroskopischen Beobachtungen.

Wir wollen hier auf diese Einzelheiten nicht eingehen, sondern nur ein mittleres Bild der Erscheinung geben.

Stellt man den Spalt radial zum Sonnenrande, so treten, soweit sich die Chromosphäre oder etwaige Protuberanzen an der beobachteten Stelle erstrecken, die hellen Linien der Chromosphäre auf. Eine weit bedeutendere Länge zeigt eine helle Linie im Grün, die Coronalinie, W.L. 531.70 $\mu\mu$. Es befindet sich an dieser Stelle eine feine Doppellinie im Sonnenspectrum, von der die schwächere Componente genau mit der Coronalinie coincidirt. Die andere Componente entspricht einer Eisenlinie und hat die Wellenlänge 531.72 $\mu\mu$. Ausser der Coronalinie und den recht weit zu verfolgenden Wasserstofflinien sind andere helle Linien nicht wahrzunehmen, wohl aber ein ziemlich intensives continuirliches Spectrum, welches sich bis sehr weit von der Sonne verfolgen lässt.

Durch Polarisationsbeobachtungen ist nachgewiesen worden, dass ein geringer Procentsatz des von der Corona ausgestrahlten Lichtes reflectirtes Sonnenlicht ist, und mithin müsste man Fraunhofer'sche Linien im Coronaspectrum erwarten.

Von den meisten Beobachtern sind solche nicht erkannt worden, andere dagegen wollen die kräftigsten derselben, wie z. B. die *D*- und *G*-Linie, wahrgenommen haben. Ist nur ein geringer Theil des continuirlichen Spectrums reflectirtes Sonnenlicht, so können allerdings durch den darübergelagerten Theil des anderen continuirlichen Spectrums die ohnehin nur schwachen Fraunhofer'schen Linien überdeckt werden. Die Coronalinie tritt auch an Stellen der Corona auf, wie z. B. zwischen zwei Strahlen derselben, wo ein merkliches Licht nicht mehr wahrzu-

nehmen ist, und man muss deshalb annehmen, dass der hauptsächlichste Theil des Coronalichtes weisses, ein continuirliches Spectrum gebendes Licht ist.

Dies lässt sich mit der Thatsache, dass die Fraunhofer'schen Linien kaum zu erkennen sind, nur dann in Einklang bringen, wenn man annimmt, dass der Hauptttheil des continuirlichen Spectrums nicht vom reflectirten Sonnenlichte herrührt, sondern von wirklich glühenden Partikelchen, als welche sich in ungezwungener Weise die die Sonnenatmosphäre jedenfalls in grosser Menge durchkreuzenden Meteore resp. Sternschnuppen darbieten.

Bereits im Jahre 1871 hat Young*) eine Erklärung des Coronaspectrums gegeben, welche noch heute in vollem Masse gültig sein dürfte.

Hiernach setzt sich das Coronaspectrum aus vier übereinander gelagerten Spectren zusammen. Es sind dies

1) Ein continuirliches Spectrum, ohne helle oder dunkle Linien, herrührend von meteorischen Partikelchen, welche durch die Reibung in den Gasen der Sonnenatmosphäre glühend werden.

2) Ein Gasspectrum, bestehend aus einem mehr oder weniger hellen continuirlichen Untergrunde und besonders aus einer hellen Linie, Coronalinie, und mehreren anderen hellen Linien, die dem Wasserstoff angehören. Es würde die Annahme genügen, dass diese Gase erst durch die Erhitzung der Meteorkörperchen frei werden; es sprechen aber alle Umstände dafür, dass sie doch einen permanenten Charakter besitzen, dass sie die eigentliche Sonnenatmosphäre bilden.

3) Ein Sonnenspectrum durch Reflexion von den Gasen und Meteortheilchen der Corona.

4) Ein Spectrum, hervorgerufen durch das von unserer eigenen Atmosphäre reflectirte Licht. Dieses Licht würde eine Mischung sein aus den schon genannten drei Lichtarten unter Hinzunahme des chromosphärischen Spectrums.

Aus dieser kurzen Zusammenstellung der wichtigsten Resultate, welche die Spectralanalyse des Sonnenlichtes ergeben hat, wird zu erkennen sein, wie viel an exacter Arbeit auf diesem Gebiete, sowohl durch Beobachtungen als auch durch Zusammenfassung vorhandener Beobachtungen noch übrig ist; und ganz besonders betrifft dies noch eine Folgerung, die sich aus dem Aussehen der am Sonnenrande auftretenden hellen Linien auf die Dichtigkeit der Sonnenatmosphäre ergibt. Man kann annehmen, dass in den oberhalb der Chromosphäre

*) Americ. Journ. Sc. (31), 2, p. 53.

befindlichen Theilen die Temperatur nicht mehr eine so hohe ist. dass sie nicht einen Vergleich mit irdisch hergestellten Temperaturen aushielte. Die von Zöllner gegebenen Betrachtungen über den Einfluss von Druck und Dichtigkeit auf die Breite und Verwaschenheit der Linien werden sich also einigermassen auf die Sonnenatmosphäre anwenden lassen, und man kommt alsdann, da das Aussehen der hellen Linien ungefähr demjenigen entspricht, welches die Linien glühender Gase in Geissler'schen Röhren bieten, zu dem Schlusse, dass die Dichtigkeit der Sonnenatmosphäre eine ganz ungemein geringe sein muss, dass die Anzahl der Gasmolektüle, welche sich auf einer Strecke von vielen tausenden Meilen befinden, von derselben Ordnung sein muss, wie diejenige, welche in den wenigen Centimetern einer Geissler'schen Röhre glühen. Es gilt dies nicht bloss für die Linien der Sonnenatmosphäre, sondern auch für diejenigen Absorptionslinien, welche in oder dicht über der Photosphäre entstehen.

Die geringe Menge glühenden Natriumdampfes in der Flamme einer mit Kochsalz versehenen Spirituslampe genügt, um eine merkliche Verstärkung der *D*-Linien im Sonnenspectrum hervorzubringen.

Sollten sich die Gase auf der Sonnenoberfläche nun nicht etwa in dem Zustande befinden, wie er durch den pag. 146 angeführten Satz von v. Helmholtz angedeutet ist. so kann wohl kein Zweifel bestehen, dass die Dichtigkeit selbst der unteren Theile der Sonnenatmosphäre eine so geringe ist, wie wir sie wohl kaum künstlich herstellen können, und wie wir sie in Cometenschweifen und Nebelflecken anzunehmen gezwungen sind. Bei diesen Himmelskörpern haben wir uns an den Begriff der ausserordentlich dünnen Ausfüllung des Raumes mit Materie gewöhnt, bei der Sonne, resp. auf ihrer Oberfläche, will diese Erkenntniss trotz des Vorgehens Zöllners u. A., besonders wohl noch Youngs, nicht allgemein Platz greifen.

Einen directen Beweis für die geringe Dichtigkeit der Sonnenatmosphäre in Höhen, bis zu welchen die Protuberanzen emporsteigen, bieten einige Cometen der letzten Jahrzehnte, welche in ihrem Perihel diese Gegend mit ausserordentlicher Geschwindigkeit durcheilt haben. Es ist nicht die geringste Störung in der Bahn dieser Cometen beim Passiren des Perihels nachzuweisen gewesen, wie gering also muss die Menge von Materie sein, welche ein Comet, dessen Dichtigkeit auch im Kerne noch als gering zu bezeichnen ist, auf diesem Wege bei der grossen Geschwindigkeit getroffen hat, ohne eine merkliche Störung zu erleiden? Sie muss ganz über alle Vorstellung gering gewesen sein, und wir können uns der Erkenntniss nicht verschliessen, dass die Vorgänge innerhalb der Sonnenatmosphäre, so gewaltig sie aus der weiten

Entfernung erscheinen, sich nur in Massen abspielen, die im Vergleich zur Masse der ganzen Sonne absolut verschwindend sind. Im Innern des Sonnenkörpers wird die Materie ein Spielball sein zwischen unvorstellbar hohen Druck- und Temperaturverhältnissen, auf der Oberfläche werden wir die letzten Aeusserungen des Kampfes in unvorstellbar geringen Dichtigkeitsgraden der Materie erkennen.

Bei einer zukünftigen Sonnentheorie muss es sich darum handeln, diese Anschauung zu adoptiren und sich gänzlich frei zu machen von den Vorstellungen, wie sie der Anblick so klar zu beweisen scheint. Dann wird die Erklärung der in der Sonnenatmosphäre auftretenden grossen Geschwindigkeiten keine Schwierigkeiten bereiten, auch vielleicht ohne die Annahme elektrischer Erscheinungen, und so kann es vielleicht gelingen, dass die vielen sich scheinbar widersprechenden Beobachtungen nicht, wie jetzt, zu einer Anzahl von widerstreitenden Theorien und Hypothesen führen, sondern zu einer einheitlichen Darstellung des Ganzen.

Capitel II.

Die Planeten.

Einleitung.

Der Umstand, dass die Planeten und Monde unseres Sonnensystems wesentlich reflectirtes Sonnenlicht aussenden, eine Thatsache, die ohne Zuhülfenahme der Spectralanalyse allein aus den Phasenerscheinungen zu folgern ist, lehrt a priori, dass das Spectrum dieser Gestirne als Grundlage stets dasjenige der Sonne aufweisen muss. Die Modificationen, die ein Planetenspectrum erleiden kann, sind nur Zuthaten zum Sonnenspectrum, es können nur directe Absorptionslinien oder Streifen und allgemeine Abschwächungen über grössere Theile vorkommen, die an diesen Stellen wohl die Linien des Sonnenspectrums überlagern und unsichtbar machen können; nie aber kann an einer hellen Stelle des Planetenspectrums ein Defect von Sonnenlinien vorkommen, es kann keine Linie des Sonnenspectrums durch die Reflexion wirklich verloren gehen. Halten wir dies fest, so ist bei den spectralanalytischen Untersuchungen eines Planeten oder Mondes zunächst nur das Sonnenspectrum zu erwarten; erst in zweiter Linie etwa neu hinzutretende Absorptionslinien. Sollte sich ein Planet noch im Glühzustande befinden, so würde dies nur eine vermehrte Helligkeit des continuirlichen Spectrums

zur Folge haben können. Das Auftreten heller Linien in Planetenspectren ist daher a priori ausgeschlossen.

Die Lichtschwäche der meisten hierher gehörenden Gestirne und die damit verbundene Folge, dass man bei ihrer spectralanalytischen Untersuchung verhältnissmässig nur geringe Zerstreuung anwenden kann, lässt in vielen Fällen die Sichtbarkeit von einer nur kleineren Anzahl Linien des Sonnenspectrums zu, und nur die stärksten derselben sind zu messen. Gerade diese, die Untersuchung der Planetenspectra sehr erschwerende Thatsache gibt ein Mittel an die Hand zur Beurtheilung der Stärke, mit welcher etwaige Modificationen des Sonnenspectrums auftreten. Wenn das Spectrum eines Planeten so schwach ist, dass etwa nur die Linien C, D, E und F des Sonnenspectrums in demselben zu sehen sind, so kann ein solches Spectrum natürlich keinen Aufschluss über Absorptionen auf dem Planeten gewähren, die nur feine Linien erzeugen. Treten trotzdem in einem solchen Spectrum deutlich erkennbare Absorptionsstreifen auf, so ist dies ein Beweis dafür, dass die Absorption eine ganz ausserordentlich starke und mächtige sein muss, wobei allerdings andererseits zu berücksichtigen ist, dass das von den Planeten reflectirte Licht die Planetenatmosphäre zweimal passirt hat.

Die Ursache der im Verhältniss zur Helligkeit der Planeten grossen Lichtschwäche ihrer Spectra liegt darin, dass die Planeten im Brennpunkte grosser Instrumente Scheibchen von merklichem Durchmesser erzeugen; für die Intensität des Spectrums kommt es aber auf die Flächenintensität und nicht auf die Gesammthelligkeit der Fläche an. Aus diesem Grunde ist ein Vergleich mit der Helligkeit eines Fixsterns in spectroskopischer Hinsicht nicht zulässig. Zum Theil wird dieser Umstand indessen wieder dadurch aufgehoben, dass man bei Planeten mit merklichem Durchmesser die Anwendung einer bei Fixsternen stets nothwendigen Cylinderlinse ersparen kann, wodurch eine Vermehrung der Flächenintensität im Verhältniss der Verbreiterung erhalten wird.

Die umfangreichste Untersuchung über die Spectra der Planeten ist aus dem Jahre 1874 von H. C. Vogel*), als gekrönte Preisschrift der Königlichen Gesellschaft der Wissenschaften zu Kopenhagen veröffentlicht. Es ist späterhin nur wenig in Planetenspectren gearbeitet worden, jedenfalls repräsentirt die obige Untersuchung, wenngleich sie bereits vor 16 Jahren angestellt wurde, noch vollständig den Standpunkt unserer heutigen Kenntnisse der Planetenspectra.

*) Untersuchungen über die Spectra der Planeten. Eine von der Königl. Gesellschaft der Wissenschaften zu Kopenhagen gekrönte Preisschrift von Dr. H. C. Vogel, Astronom an der Sternwarte zu Bothkamp. Leipzig 1874.

Die Untersuchungen von **Huggins**, **Secchi** und **Le Sueur**, welche im Folgenden ebenfalls besprochen werden sollen, sind von bedeutend geringerem Umfange als die Vogel'schen.

1. Das Spectrum des Mondes.

Der Mond besitzt bekanntlich keine Atmosphäre oder höchstens eine solche von ganz verschwindender Dichtigkeit, so dass eine elective Absorption, wie sie das Licht beim Durchgange durch Gase erfährt, beim Monde nicht zu erwarten ist. Die spectroskopische Untersuchung bestätigt dies auf das vollständigste, indem, soweit es die Lichtstärke erlaubt, die sämmtlichen Linien des Sonnenspectrums in unveränderter Intensität im Mondspectrum wiederkehren. Ich habe Photographien des Mondspectrums bei starker Dispersion, erhalten mit dem grossen Potsdamer Spectrographen, die sich von F bis H erstrecken, mit Sonnenspectralaufnahmen, die mit demselben Apparate hergestellt wurden, verglichen und bei den etwa 300 Linien, die auf dieser Strecke zu erkennen waren, auch nicht die geringste Abweichung vom Sonnenspectrum constatiren können.

Solche Absorptionen, wie sie von den Stellen der Mondoberfläche erwartet werden können, welche eine ausgesprochene Färbung besitzen, erstrecken sich stets über ziemlich grosse Strecken des Spectrums und sind in Folge dessen, wenn sie nicht sehr stark auftreten, nur schwer zu erkennen; es sind Beobachtungen hierüber nicht bekannt.

Die zuweilen stark röthliche Färbung des Mondes bei totalen Mondfinsternissen rührt zweifelsohne von Strahlen her, welche in unserer Erdatmosphäre eine starke Absorption erlitten haben. Die wenigen hierüber angestellten spectroskopischen Beobachtungen bei totalen Mondfinsternissen haben zu keinen bemerkenswerthen, sondern zu sich zum Theil sogar widersprechenden Resultaten geführt.

2. Das Spectrum des Mercur.

Das Mercurspectrum ist bis jetzt nur wenig untersucht worden, was aus den ungünstigen Sichtbarkeitsverhältnissen dieses sonnennahen Planeten zu erklären ist. Die einzigen Untersuchungen über sein Spectrum sind von H. C. **Vogel** Anfangs der siebziger Jahre zu Bothkamp angestellt worden.

Nach diesen Beobachtungen findet sich das Mercurspectrum im vollständigsten Einklange mit dem der Sonne, nur sind Andeutungen vorhanden, dass die stärkeren Absorptionslinien unserer Atmosphäre im

Mercurspectrum etwas deutlicher auftreten, als dies der Höhe des Gestirns nach zu erwarten ist.

Es würde hieraus zu schliessen sein, dass Mercur eine Atmosphäre besitzt, die nicht wesentlich von der unsrigen verschieden sein dürfte, indem sie eine ähnliche absorbirende Wirkung auf das Sonnenlicht ausübt, wie die Erdatmosphäre.

Hiermit würde sich auch im Einklange befinden, dass die brechbareren Theile des Spectrums, Blau und Violett, auffallend schwach gegenüber den rothen und gelben Theilen erscheinen, dass also die Mercuratmosphäre auf diese Theile des Spectrums ebenfalls eine allgemeine absorbirende Wirkung ausübt.

Die Entscheidung darüber, ob die tellurischen Linien im Mercurspectrum wirklich etwas stärker auftreten, wird noch dadurch erschwert, dass Mercur fast nur bei sehr grossen Zenithdistanzen beobachtet werden kann. Vogel hat übrigens bei seinen Beobachtungen gleichzeitig auf das Auftreten der tellurischen Linien in den Spectren von Fixsternen, welche sich in entsprechender Höhe befanden, geachtet.

Zur Beurtheilung der Lichtstärke des Mercurspectrums möge folgendes Verzeichniss derjenigen Linien dienen, welche in demselben gemessen werden konnten.

656.7 $\mu\mu$	*C*
649.6	schwacher Streifen. (Tellurische Linie.)
627.6	schwacher Streifen, α
589.4	*D*
560.1	Linie
544.6	Linie
526.8	*E*
518.4	b_1
517.1	Doppellinie $b_2\,b_3 - b_4$
495.6	Linie
486.3	*F*
431.1	*G*,

ausserdem erschien von den tellurischen Linien wesentlich die Gruppe δ.

Die definitive Entscheidung der Frage, ob eine thatsächliche Verstärkung der tellurischen Linien vorliegt, wird erst dann getroffen werden können, wenn es gelingt, das Mercurspectrum bei hohem Stande des Planeten, also am Tage, zu beobachten und nicht nur in der Dämmerung, wie dies bisher nur möglich war.

3. Das Spectrum der Venus.

Die beträchtliche Helligkeit der Venus erlaubt eine sehr viel genauere Untersuchung ihres Spectrums, als dies bei Mercur möglich ist. Das Venusspectrum ist überhaupt das hellste aller Planetenspectra und kann bei Tage beobachtet werden, so dass eine unmittelbare Vergleichung mit dem Spectrum der erleuchteten Erdatmosphäre ermöglicht wird, bei Höhen, wo überhaupt die absorbirende Wirkung der Erdatmosphäre ein Minimum ist.

Vogel, Secchi, Huggins u. A. haben eine sehr grosse Anzahl von Fraunhofer'schen Linien des Venusspectrums mit denjenigen der Sonne verglichen, ohne die geringste Abweichung constatiren zu können.

Nicht nur in dem sichtbaren Theile des Spectrums, sondern auch in den brechbareren Gegenden ist durch photographische Aufnahmen von Huggins eine vollständige Uebereinstimmung dargethan worden. Auch ich habe eine derartige Vergleichung für etwa 300 Linien zwischen *F* und *H* ausgeführt und hierbei die vollkommenste Uebereinstimmung, auch hinsichtlich der Intensität der Linien gefunden.

Dagegen scheint es keine Frage, dass in den weniger brechbaren Theilen des Venusspectrums die tellurischen Linien stärker auftreten, ähnlich wie beim Mercurspectrum. Huggins*) hat atmosphärische Linien nicht mit Sicherheit auffinden können, was wahrscheinlich dadurch zu erklären ist, dass er zu starke Dispersionen anwandte, bei denen die äusserst zart angedeuteten atmosphärischen Linien nicht mehr zu erkennen waren. Wichtig ist aber, dass er die Gruppe *B* sehr stark und breit gesehen hat, auch schienen ihm einige andere Linien im Venusspectrum stärker zu sein als in der Sonne.

Secchi**) hat die atmosphärische Linie δ wiederholt beobachtet, und H. C. Vogel gelang es, ausser δ noch eine Reihe anderer atmosphärischer Linien aufzufinden, nämlich bei den Wellenlängen 526.6 und 526.3, 525.5 und 525.1, 521.7 und 519.7, 687.9 *B*, 627,6 α, 623.7, 623.1, 594.6, 592.6 $\mu\mu$.

Es unterliegt hiernach keinem Zweifel, dass in der Venusatmosphäre eine der durch unsere Atmosphäre bewirkten ähnliche Absorption stattfindet, dass also die Atmosphäre der Venus eine ähnliche Beschaffenheit hat wie die unsrige. Die Absorptionslinien der Venusatmosphäre sind indessen sehr schwach, und es würde daraus zu schliessen sein, dass entweder die Venusatmosphäre nur sehr dünn ist, oder dass das Sonnen-

---

*) Phil. Trans. 1864, p. 423.

**) Sugli spettri prismatici delle stelle fisse. Memoria I^a^, p. 38. Mem. II^a^, p. 25.

licht nicht tief in sie hineindringen kann, und dass also das von der Venus reflectirte Licht wesentlich aus den höheren Theilen der Atmosphäre stammt.

Diese letzte Erklärung stimmt sehr gut mit anderen astronomischen Beobachtungen in Betreff der Venusoberfläche überein, wonach Venus mit einer sehr dichten Wolkenschicht umgeben ist, so dass ein Blick auf ihre wirkliche Oberfläche verhindert wird. Diese Schicht condensirter Dämpfe wäre in beträchtlicher Höhe in der Atmosphäre anzunehmen. Da nun nach den Untersuchungen Janssens die tellurischen Linien hauptsächlich von Wasserdampf herrühren, so würde die Existenz desselben in der Venusatmosphäre ziemlich sicher constatirt sein, und damit wäre auch die Hypothese nicht zu gewagt, dass die Wolkenschicht in der Venusatmosphäre von condensirtem Wasserdampfe herrührt, dass also auch in dieser Beziehung eine gewisse Aehnlichkeit mit unserer Erdatmosphäre vorhanden ist.

Im weiteren Einklange mit den spectralanalytischen Resultaten befindet sich auch die sehr starke Albedo der Venus, die von Zöllner und Seidel zu 0.6 bestimmt worden ist. Auch bemerkte H. C. Vogel, dass die brechbareren Theile des Venusspectrums verhältnissmässig sehr lichtstark sind, was auf die Abwesenheit stärkerer allgemeiner Absorption deutet.

4. Das Spectrum des Mars.

Die spectralanalytischen Untersuchungen des Mars führen zu ähnlichen Resultaten wie die des Mercur und der Venus; sie constatiren die allgemeine Uebereinstimmung des Marsspectrums mit demjenigen der Sonne und zeigen das Auftreten der Absorptionslinien unserer Atmosphäre in der Marsatmosphäre, lassen also ebenfalls den Schluss zu, dass dieselbe eine gewisse Aehnlichkeit mit der unsrigen besitzt, eine Thatsache, die auch durch die sonstigen Beobachtungen der Vorkommnisse auf der Marsoberfläche bestätigt wird.

Die älteren Beobachtungen des Marsspectrums sind im Allgemeinen wenig genau. Die Beobachtungen Rutherfurds*) zeigen nur, dass die Anwesenheit der hauptsächlichsten Fraunhofer'schen Linien *C*, *D*, *E*, *b* und *G* im Marsspectrum constatirt werden konnte, auch diejenigen Secchis können nicht mehr beweisen.

Die Beobachtungen von Huggins, besonders seine späteren**), constatiren das Vorhandensein der tellurischen Linien im brechbareren Theile

*) Amer. Journ. of Science. Vol. XXXV. Jan. 1863.
**) Monthly Not. Vol. XXVII. March 1867.



des Marsspectrums. Hinter *F* schien ihm die Intensität des Spectrums sehr geschwächt in Folge einer Reihe von mehreren dunklen Bändern, die gleich weit von einander abstanden, und die bei stärkerer Dispersion in Linien aufgelöst werden konnten, doch war wegen der Lichtschwäche ein Messen dieser Bänder nicht möglich, so dass es nicht entschieden werden konnte, ob sie dem Sonnenspectrum angehören oder der Mars-atmosphäre zuzuschreiben seien. Nach der Ansicht von Huggins ist übrigens das Vorhandensein dieser Bänder im Blau und Violett die Ursache der röthlichen Färbung des Mars.

Huggins hat sich nicht auf die Analyse des Gesammtlichtes des Mars beschränkt, sondern auch einzelne dunkle Flecken dieses Planeten besonders untersucht. Er konnte hierbei nur eine allgemeine Abnahme der Intensität des Spectrums an diesen Stellen constatiren, ohne Bevorzugung einer Spectralfarbe, so dass er hieraus auf eine neutrale Färbung dieser Flecken schliesst.

Ausser einer grossen Anzahl von Sonnenlinien konnte Vogel die folgenden tellurischen Linien im Spectrum des Mars messen:

Wellenlänge	
570: $\mu\mu$ 580:	δ nach Brewster
592.1 594.9	tellurische Liniensysteme bei *D*
628.0	α
648.8	ziemlich dunkler Streifen
655.6	tellurische Linie bei *C*
687.8	*B*.

Dagegen ist es ihm nicht gelungen, im blauen und violetten Theile des Spectrums besondere Absorptionsbänder zu erkennen, die Huggins-sche Bemerkung wird demnach wohl nur auf Fraunhofer'sche Linien zurückzuführen sein. Die allgemeine Absorption im Blau und Violett konnte dagegen sehr deutlich wahrgenommen werden; sie ist in Uebereinstimmung mit der allgemeinen Absorption unserer Atmosphäre. Ein Rückschluss auf die grosse Aehnlichkeit der Atmosphäre von Mars und Erde ist daher ohne Weiteres gestattet.

Vogel hat im rothen Theile des Spectrums, z. B. bei W.L. 661 $\mu\mu$, einige Streifen im Marsspectrum vermuthet, ohne indessen durch Messung ihre Position feststellen zu können, sie würden einem besonderen Absorptionsspectrum der Marsatmosphäre zuzuschreiben sein.

Einige Beobachtungen Maunders*) am Marsspectrum bestätigen

*) Monthly Not. Vol. XXXVIII. Nov. 1877.

das Auftreten der tellurischen Absorptionslinien in der Marsatmosphäre. Er hat nahe dieselben Linien wie Vogel beobachtet, nur findet er eine starke Absorption bei W.L. 564.1—569.0, welche er als das Brewster'sche δ bezeichnet. Uebrigens stimmt diese Angabe nicht mit der wirklichen Position von δ, welches sich von 567 $\mu\mu$ bis 580 $\mu\mu$ erstreckt.

Maunder hat auch das Spectrum des dunklen Fleckens »Dawes Ocean« beobachtet und bemerkt, dass dieses Spectrum besonders im Roth und Gelb merklich schwächer als das der übrigen Marsoberfläche sei, während dies im Violett weniger der Fall wäre. Es würde diese Beobachtung also in Widerspruch mit der Huggins'schen stehen. Andere Linien oder Bänder hat auch Maunder nicht auffinden können.

Das Spectrum des südlichen Polarfleckens fand Maunder besonders im Gelb und Grün recht hell, dagegen schwach im Roth, während sich im Spectrum des Marsrandes die umgekehrte Erscheinung zeigte.

5. Das Spectrum des Jupiter.

Wie wir gesehen, haben die spectroskopischen Untersuchungen an den beiden inneren Planeten und Mars dargethan, dass die Atmosphären dieser Himmelskörper sehr wahrscheinlich eine grosse Aehnlichkeit mit derjenigen unserer Erde besitzen. Bei Venus ist diese Atmosphäre in höheren Schichten in Folge der beträchtlichen Sonnenbestrahlung und der dadurch bedingten hohen Temperatur stets mit dichten Wolkenschleiern erfüllt, die einerseits den Blick nicht zur Oberfläche gelangen lassen, andererseits aber auch den Sonnenstrahlen verhältnissmässig nur wenig in die Atmosphäre einzudringen gestatten, in Folge dessen die durch die letztere verursachte Absorption nur eine geringe ist. Bei Mars ist diese Wolkendecke sehr lückenhaft und wechselnd, ähnlich unsern Bewölkungsverhältnissen; wir erblicken thatsächliche Oberflächenconfigurationen, und die Sonnenstrahlen dringen bis zur Oberfläche durch und werden von derselben reflectirt, sie legen einen langen Weg durch die Atmosphäre zurück, erleiden also stärkere Absorption, daher die röthliche Färbung des Mars, eine Färbung, die auch wahrscheinlich unsere Erde einem ausserhalb befindlichen Beobachter zeigen wird.

Unsere Kenntnisse über die Beschaffenheit des Jupiter und über die auf seiner Oberfläche vor sich gehenden Aenderungen lassen auch ohne Anwendung der Spectralanalyse schliessen, dass die physische Constitution des Jupiter eine vollständig von derjenigen der durch die

Asteroiden eingeschlossenen Planeten verschieden ist. Es kann keinem Zweifel unterliegen, dass die von uns gesehene Oberfläche des Jupiter nicht seine wirkliche Oberfläche ist, sondern eine dichte Wolkenschicht, die nur selten oder nie einen Durchblick auf die Oberfläche des Planeten gestattet. Die geringe Dichtigkeit des Jupiter deutet auf eine enorme Atmosphäre hin, seine starke Albedo, 0.62 nach Zöllner, lässt den Gedanken aufkommen, dass er ausser dem reflectirten Sonnenlichte auch noch eigenes Licht ausstrahlt, dass er sich auch noch auf seiner Oberfläche im Zustande des Glühens befindet. Selbst wenn man nach der Kant'schen Weltbildungstheorie Jupiter als beträchtlich älter als die mehr nach innen zu kreisenden Planeten anerkennt, würde in Anbetracht seiner ausserordentlich viel grösseren Masse ein längeres Anhalten des Glühzustandes nichts Unwahrscheinliches enthalten.

Alle diese Betrachtungen lassen die spectralanalytischen Untersuchungen dieses Planeten als sehr interessant erwarten, und aus diesem Grunde wohl sind hauptsächlich die spectralanalytischen Beobachtungen am Jupiter zahlreicher als an den anderen Planeten. Es entsprechen indessen die Resultate dieser Beobachtungen nicht den Erwartungen, die man hegen könnte, und der Grund hierfür liegt darin, dass in Folge der weiten Entfernung des Jupiter von der Sonne die Flächenintensität desselben schon eine recht geringe ist, ein Umstand, der bei den weiter entfernten Planeten immer störender auftritt.

In Anbetracht des überwiegenden Materials, welches H. C. Vogel in Betreff des Jupiterspectrums erhalten hat, können die Beobachtungen Rutherfurds*) und Secchis**) hier übergangen werden, dagegen hat noch Huggins bemerkenswerthe Resultate erhalten. Ausser einigen Fraunhofer'schen Sonnenlinien constatirte er das Auftreten tellurischer Linien im Jupiterspectrum, und besonders bestimmte er ein Band im Roth, dessen Wellenlänge nach der Beobachtung Vogels 617.8 $\mu\mu$ beträgt, und welches nicht in dem Spectrum der Erdatmosphäre erscheint, eine Thatsache, die jedoch Huggins nicht aufgefallen zu sein scheint.

Die Beobachtungen Le Sueurs***) am Melbourner Teleskope bestätigen auch nur das Vorhandensein einiger tellurischer Linien, sowie dasjenige des Bandes bei 618 $\mu\mu$, seine Schlüsse über etwaige Veränderungen in der Intensität dieses Bandes zu verschiedener Zeit sind wohl zurückzuführen auf die wechselnde Sichtbarkeit desselben bei Anwendung verschiedener Zerstreuungen; dagegen hat Le Sueur wohl zuerst

*) Philos. Trans. 1864. Vol. 154, Part. II, p. 421.
**) Sugli spettri prism. etc. Memoria II.
***) Proc. Royal Soc. Vol. XVIII. Nr. 117, p. 145.

auf einen gleich zu besprechenden Unterschied im Spectrum der Aequatorialstreifen aufmerksam gemacht.

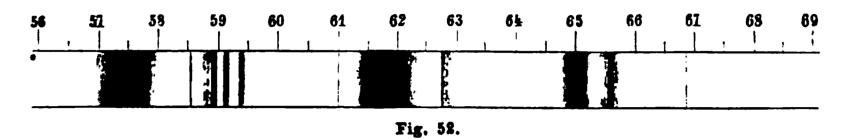


Fig. 52.

Die Beobachtungen Vogels, siehe Fig. 52, constatiren zunächst die folgenden tellurischen Linien im Jupiterspectrum:

500 } 507 } $\mu\mu$	matter Streifen
524.9	schwacher Streifen
570 } 580 }	matter, nach dem Violett verwaschener Streifen, δ
592.1 } 594.6 }	schwache Streifen bei *D*
628	schwacher Streifen, α
649.6	breiter, dunkler Streifen
656	breiter, dunkler Streifen bei *C*.

Ausser diesen Linien tritt im Jupiterspectrum nur das schon erwähnte dunkle Band bei 617.8 auf, welches nicht im Spectrum unserer Atmosphäre erscheint. Vogel bemerkt hierüber: »Ob das Auftreten dieses Bandes durch das Vorhandensein eines besonderen, in unserer Atmosphäre nicht anzutreffenden Stoffes bedingt wird, oder ob nur das Mischungsverhältniss der Gase ein anderes ist als in unserer Atmosphäre, muss vorläufig unentschieden bleiben. Es wäre sogar möglich, dass bei gleichem Mischungsverhältniss und nur anderen Temperatur- und Druckverhältnissen, die ja auf dem Jupiter gegeben sind, das Absorptionsspectrum des Gasgemisches in der Weise verändert werden könnte.«

Die spectroskopische Beobachtung der Aequatorialstreifen, die am besten erreicht wird, wenn der Spalt in die Verbindungslinie der Jupiterpole gebracht wird, haben ergeben, dass zunächst eine sehr beträchtlich verstärkte allgemeine Absorption im Blau und Violett zu erkennen ist. Neue Absorptionsstreifen treten nicht auf, wohl aber findet eine Verbreiterung und Verstärkung der vorhandenen statt, so dass hiernach kein Zweifel sein kann, dass die dunklen Theile auf dem Jupiter tiefer liegen und das Sonnenlicht also aus tieferen Schichten zurückreflectirt wird und einen grösseren Weg durch die Atmosphäre zurückzulegen hat. Aus diesem Grunde ist auch die röthliche Färbung dieser dunklen Partien zu erklären.

Von Interesse ist eine Bemerkung Vogels über Aenderungen des Jupiterspectrums innerhalb grosser Zeiträume: »Die Atmosphäre des Jupiter scheint ausser den in kürzeren Zeiten erfolgenden unregelmässigen Veränderungen grösseren periodischen Variationen unterworfen zu sein, welche sich höchst wahrscheinlich auch im Spectrum zeigen werden. Es war in den Jahren 1871 und 1872 die Oberfläche des Planeten durch zahlreiche mehr oder weniger dunkle, scharf geschnittene Streifen ausgezeichnet, besonders war ein Streifen, der nördlich von dem dunklen Aequatorialgürtel gelegen war, durch seine grössere Intensität auffallend. Dieser Streifen ist zur Jetztzeit (Frühjahr 1874) nur ganz schwach angedeutet und an manchen Tagen gar nicht mehr zu erkennen, ebenso hat der früher breite Aequatorialgürtel sich beträchtlich verändert, er hat nicht nur an Intensität verloren, sondern ist auch durch einen sich immer mehr ausbreitenden Wolkenzug in zwei Streifen getrennt worden.«

»Mit anderen Worten, die Aufhellungen in der Jupiteratmosphäre, die in den Jahren 1871 und 1872 beträchtliche Dimensionen annahmen, sind jetzt sehr reducirt, wodurch unzweifelhaft die Helligkeit des Planeten gesteigert worden ist. Photometrische Bestimmungen liegen zur Zeit noch nicht vor, wohl aber glaube ich, die in den Bothkamper Beob. II pag. 81 ausgesprochene Vermuthung Lohses, welche darauf hindeutet, dass die Veränderungen in der Jupiteratmosphäre im Spectrum sich wiederspiegeln würden, mit einiger Bestimmtheit bestätigen zu können. Die brechbareren Theile des Spectrums haben gegen früher an Intensität zugenommen, die Fraunhofer'schen Linien erscheinen wegen der besseren Reflexionsfähigkeit der dichten Wolkenschicht deutlicher, hingegen sind die durch Absorption in der Atmosphäre des Planeten entstandenen Streifen schwächer geworden. Ich war überrascht, als ich in diesem Jahre, Mitte Februar, den Jupiter zuerst wieder mit dem Spectroskop ansah, über die Intensität des blauen und violetten Theiles des Spectrums. Die Linie *G* war so deutlich zu sehen, wie ich mich nicht erinnern konnte, sie in den Jahren vorher gesehen zu haben, ebenso war die leichte Sichtbarkeit einer sehr grossen Anzahl Fraunhofer'scher Linien frappirend. Das für das Jupiterspectrum charakteristische Band im Roth war zwar noch sehr intensiv, schien mir aber beträchtlich an Ausdehnung abgenommen zu haben.«

Spectralanalytische Untersuchungen des im Jahre 1878 auf der südlichen Halbkugel des Jupiter erschienenen rothen Fleckens scheinen nur äusserst spärlich angestellt worden zu sein. Es ist mir nur eine kurze Notiz von Lindsay*) bekannt, aus der aber kaum etwas anderes zu

*) Monthly Not. Vol. XV. Dec. 1879, p. 88.

ersehen ist, als dass das Spectrum des Fleckens verhältnissmässig lichtschwach gegenüber der Umgebung erschien.

In Betreff eines etwaigen Selbstleuchtens des Jupiter geben die spectroskopischen Untersuchungen nur wenig Aufschluss. Ein solches Leuchten kann nur eine Verstärkung des continuirlichen Spectrums erzeugen, die nicht von dem continuirlichen Spectrum des reflectirten Sonnenlichtes getrennt werden kann, ebenso wenig wie dies bei Albedobestimmungen ohne Weiteres möglich ist. Da wegen der geringen Helligkeit Jupiters eine Weissgluth nicht zu erwarten ist, sondern höchstens eine schwache Rothgluth, so müssen die rothen und gelben Theile des Spectrums verhältnissmässig stark gegenüber den blauen und violetten erscheinen. Genau dasselbe findet aber auch in Folge der allgemeinen Absorption im Blau und Violett durch die Jupiteratmosphäre statt, beide Erscheinungen sind also ebenfalls nicht zu trennen. Auch die röthliche Färbung der als Wolkenlücken erkannten Aequatorialstreifen und des rothen Fleckens kann erklärt werden sowohl durch vermehrte Absorption in Folge des tieferen Eindringens der Sonnenstrahlen, als durch ein Durchschimmern der rothglühenden Oberfläche. In dieser Beziehung ist eine Spectralphotographie des Jupiter von H. Draper*) von hohem Interesse, und es ist nur zu bedauern, dass dieselbe nicht durch eine zweite Aufnahme bestätigt worden ist. Diese Aufnahme, 1879 Sept. 27, zeigt nämlich, dass der mittlere Theil des Spectrums, dessen Licht von den Aequtorialstreifen herrührt, im Violett eine starke Absorption erlitten hat, dass dagegen im Blau und nach dem Grün zu das continuirliche Spectrum der Aequatorialstreifen heller ist, als dasjenige der nebenliegenden Oberflächentheile. Diese Erscheinung, falls sie reell und nicht etwa blos durch eine Zufälligkeit auf der Platte entstanden ist, würde sich am Einfachsten dadurch erklären lassen, dass zu dieser Zeit in der Aequatorialgegend von der Jupiteroberfläche Licht ausgesendet wurde, welches von einem glühenden Körper herrührt, dessen Temperatur entweder nicht genügend war, um violette Strahlen auszusenden, oder dessen violetter Theil durch die allgemeine Absorption aufgehoben wurde, während dies für die weniger brechbaren Theile nicht der Fall war.

Ein weiteres Analogon zu diesen Beobachtungen ist nicht bekannt.

6. Das Spectrum des Saturn.

Das Spectrum des Saturn hat eine sehr grosse Aehnlichkeit mit demjenigen des Jupiter, es entspricht dies dem Umstande, dass auch

*) Monthly Not. Vol. XV. May 1880, p. 433—435.



äusserlich die Saturnkugel eine grosse Aehnlichkeit mit derjenigen des Jupiter gewährt, die sich auf das Auftreten von Flecken und Aequatorialstreifen erstreckt. Die Albedo der Saturnkugel ist eine geringere als diejenige des Jupiter, sie beträgt etwa 0.5, und es ist hiernach schon nicht mehr sehr wahrscheinlich, dass Saturn eigenes Licht aussendet.

Wegen der sehr geringen Intensität des Saturnlichtes ist die spectroskopische Beobachtung schon recht schwierig, und man kann deshalb nur die stärksten Fraunhofer'schen Linien erkennen.

Huggins*) erwähnt nur ganz kurz, dass das Saturnspectrum übereinstimmt mit demjenigen Jupiters.

Obgleich die Secchi'schen Beobachtungen nur geringe Genauigkeit besitzen, ist aus ihnen doch die Existenz des dunklen Bandes im Roth, welches schon im Jupiterspectrum auftritt, zu entnehmen.

Vogel konnte ausser den stärksten Sonnenlinien einige tellurische Linien im Roth messen und bestimmte die Wellenlänge des dunklen Absorptionsstreifens im Roth zu 618.3 $\mu\mu$, woraus die vollständige Uebereinstimmung mit dem Jupiterspectrum ersichtlich ist. Blau und Violett erleiden in der Saturnatmosphäre eine allgemeine Absorption, die besonders stark im Aequatorialgürtel auftritt.

Von speciellem Interesse ist der Umstand, dass im Spectrum des Saturnringes das charakteristische rothe Band fehlt oder nur höchst schwach ist, woraus man also schliessen darf, dass den Ring entweder gar keine oder nur eine sehr geringe Atmosphäre umgibt.

Andere, ältere Beobachtungen des Saturnspectrums liegen nicht vor, nur findet sich eine Notiz von Janssen**), der bei Gelegenheit seiner Untersuchungen über das Absorptionsspectrum unserer Atmosphäre auch Mars und Saturn spectroskopisch beobachtete, wobei derselbe auf dem Gipfel des Aetna, also unter sehr günstigen Bedingungen, das Vorhandensein von Wasserdampf auf Mars und Saturn constatirt hat.

Neuerdings hat Keeler***) mit Hülfe des grossen Refractors des Lick Observatory das Spectrum des Saturnringes untersucht und konnte hierbei eine beträchtliche Anzahl Fraunhofer'scher Linien erkennen, dagegen war es nicht möglich, auch nur die leiseste Spur des dunklen Bandes im Roth wahrzunehmen.

Hierdurch wird die oben erwähnte Vogel'sche Beobachtung bestätigt, und die Existenz einer Atmosphäre um den Ring herum ist damit ausgeschlossen.

---

*) Phil. Trans. 1864. Vol. 154. Part. II, p. 243.

**) Rapport sur une Mission en Italie, dans les Alpes et en Grèce. Paris 1868. Comptes Rendus LXIV, p. 1304.

***) Astron. Nachr. Bd. 122, p. 401—12.

7. Das Spectrum des Uranus.

Das Uranusspectrum ist bereits so lichtschwach, dass bei directer Beobachtung Fraunhofer'sche Linien kaum noch wahrzunehmen sind. Trotz dieser Lichtschwäche lassen sich dagegen sehr gut einige dunkle Absorptionsbänder in demselben erkennen, ein Zeichen, dass die Absorptionen ausserordentlich kräftig sein müssen.

Bereits Secchi*) hatte erkannt, dass das Uranusspectrum keine Aehnlichkeit mehr mit dem Sonnenspectrum oder demjenigen unserer Atmosphäre besitzt, doch sind seine Angaben über die Lage der Absorptionsstreifen nicht im Einklange mit denjenigen von Huggins und Vogel, deren gute Uebereinstimmung jeden Zweifel an ihrer Wahrheit heben muss.

Die Beobachtungen von Huggins**) beginnen etwas weiter im Roth, diejenigen Vogels erstrecken sich weiter nach dem Violett hin, in den gemeinschaftlichen Theilen herrscht eine so gute Uebereinstimmung zwischen beiden Beobachtern, wie sie bei der Schwierigkeit der Beobachtungen nicht besser erwartet werden kann.

Die von beiden erhaltenen Resultate sind die folgenden.

	Huggins: W.L.		Vogel: WL.	
	634: $\mu\mu$	schwaches Band.	—	
β	618	breites Band.	618: $\mu\mu$	dunkelste Stelle eines breiten nach dem Roth verwaschenen Streifens.
ε	595	etwas schmäler als das vorhergehende.	596.0	Mitte eines schwachen Streifens.
γ	572	breites Band.	573.9	dunkelste Stelle eines breiten Bandes von 578 $\mu\mu$ bis 565 $\mu\mu$.
	—		557:	sehr matter Streifen.
α	544	dunkelstes Band im Spectrum.	542.6	Mitte eines sehr dunklen Streifens von 546.3 bis 538.6.
	—		520:	sehr matter Streifen.
	—		507.3	matte Linie.
δ	486	Streifen.	486.3	dunkelste Stelle, oder dunkle Linie in einem breiten Streifen.
	—		480 : } 470 : }	schwaches Band.

*) Comptes Rendus. Vol. LXVIII, p. 761. Sugli spettri prismatici etc. II. p. 20 u. 51.

**) Proc. Royal Soc. Nr. 129, 1871.

Huggins: W.L.		Vogel: W.L.	
—		460.2$\mu\mu$	dunkelste Stelle eines breiten matten Bandes (465 bis 457).
—		452:	breiter schwacher Streifen.
—		443.6	dunkler Streifen.
—		435: 428:	dunkles Band.

Bei den mit griechischen Buchstaben bezeichneten Bändern ist die Wellenlänge mit ziemlicher Sicherheit festgestellt; bei δ stimmt die Mitte des Streifens sehr nahe mit der F-Linie überein, es ist indessen unentschieden, ob dies nur ein zufälliges Zusammentreffen ist oder nicht.

Ueber das Spectrum des Uranus liegen noch zwei andere Beobachtungen von Huggins*) und Keeler**) vor.

Huggins hat das Spectrum dieses Planeten von F bis ins Ultraviolett hinein photographisch aufgenommen; auf diesen Aufnahmen sind die kräftigeren Linien des Sonnenspectrums alle zu erkennen, sonst sind besondere Absorptionsbänder in diesem Theile nicht vorhanden. Die Uranusatmosphäre, obgleich sie sehr von der unsrigen verschieden zu sein scheint, theilt doch mit dieser die Eigenschaft, jenseit F nur noch allgemeine Absorption auszuüben.

Die Resultate der spectroskopischen Beobachtungen von Keeler, am grossen Refractor des Lick-Observatoriums angestellt, geben eine ausserordentliche Uebereinstimmung mit denjenigen Vogels und Huggins, zu Ungunsten der Secchi'schen Auffassung des Spectrums.

Folgendes sind die Messungen Keelers:

654$\mu\mu$	Grenze des Spectrums.
638	hellere Stelle.
618.2	Mitte des stärksten Absorptionsbandes im Spectrum.
608.5	hellste Stelle im Roth.
596.1	dunkles Absorptionsband, welches bei engem Spalte enger wird und daher eine verhältnissmässig schwache Linie ist.
586.8	hellste Stelle im Gelb.
576.8	dunkelste Stelle eines breiten Absorptionsbandes mit schlecht begrenzten Enden. Die Mitte dieses Bandes ist bei 575, und hier befindet sich eine geringe Aufhellung.
564	helle Stelle im Grün.
552	eine andere helle Stelle im Grün, zwischen beiden befindet sich ein schwacher Schatten.

*) Comptes Rendus 1889. Tome 108, p. 1228.
**) Astron. Nachr. Bd. 122, p. 103.

542.5 Mitte eines grossen Absorptionsbandes, fast so stark wie das bei 618.
518 sehr schwaches Band, vielleicht die *b*-Gruppe.
509 anderes schwaches Band.
485.0 wahrscheinlich bei *F*, aber zu stark für eine Sonnenlinie, daher zweifelsohne zur Uranusatmosphäre gehörend.

Die Angabe der helleren Stellen im Spectrum ist mit Rücksicht auf die von Lockyer fälschlich behauptete Gegenwart heller Linien im Uranusspectrum geschehen. Lockyer ist hierbei wie bei vielen anderen Gelegenheiten auf frühere, mit ungenügenden Hülfsmitteln angestellte Beobachtungen zurückgegangen.

Es ist keine Frage, dass diese starken Streifen des Uranusspectrums durch Absorption in der Uranusatmosphäre verursacht sind, dagegen lässt es sich nicht angeben, welchem Stoffe dieselben zuzuschreiben sind. Das Band bei 618 $\mu\mu$ ist identisch mit demjenigen im Jupiter- und Saturnspectrum.

Auf den beistehenden Figuren 53 und 54 ist das Uranusspectrum nach Vogel und Keeler wiedergegeben.

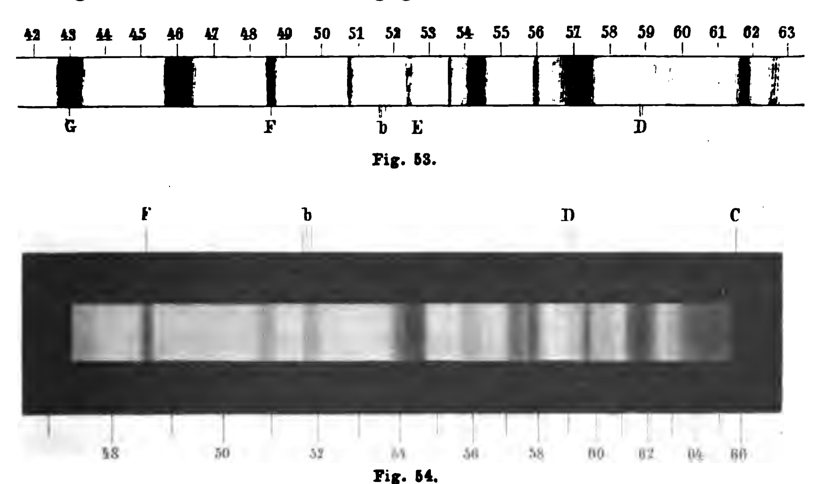


Fig. 53.

Fig. 54.

8. Das Spectrum des Neptun.

Im Spectrum des Neptun sind wegen seiner ausserordentlichen Lichtschwäche Fraunhofer'sche Linien nicht mehr zu erkennen, wohl aber treten einige dunkle Streifen in demselben auf. Dieselben sind bereits von Secchi*) bemerkt worden, und H. C. Vogel hat versucht,

*) Comptes Rendus LXIX, p. 1050. Sugli Spettri prism. etc., p. 54.

einige derselben zu messen, doch sind die Messungen recht unsicher, lassen aber keinen Zweifel bestehen, dass die Bänder im Neptunspectrum identisch sind mit denjenigen im Uranus, so dass also die Atmosphären dieser beiden Himmelskörper einander ähnlich sein werden. Vogel hat ein auffälliges Hervortreten des Grün im Neptunspectrum beobachtet.

Ueber einige Spectralbeobachtungen Vogels an kleinen Planeten und den Jupitermonden ist nur Weniges zu bemerken. Bei Vesta war *F* und die *b*-Gruppe zu erkennen, vielleicht auch das atmosphärische Band δ, doch letzteres nur blickweise und sehr unsicher. Das Auftreten des letzteren könnte vielleicht auf eine Atmosphäre des Planetoiden zurückgeführt werden, da der Planet so hoch stand, dass δ im Spectrum unserer Atmosphäre nur sehr schwach vorhanden sein konnte.

Bei Flora konnte nur ein ganz mattes continuirliches Spectrum erkannt werden, ohne jegliche Linie in demselben.

Die Beobachtungen an den Jupitermonden scheinen darauf hinzudeuten, dass der starke charakteristische Absorptionsstreifen des Jupiterspectrums bei 618 $\mu\mu$ und noch ein anderes atmosphärisches Band auch im Spectrum der Jupitermonde auftreten. Hiernach würden die Monde eine Atmosphäre besitzen, die derjenigen des Jupiter ähnlich wäre. Nach Vogel würde sich hieraus am einfachsten die bei den Jupitersatelliten beobachteten unregelmässigen Helligkeitsänderungen erklären lassen.

Die spectralanalytischen Beobachtungen an den Planeten haben nach dem Vorstehenden nun ergeben, dass auf ihnen — bei Mercur noch nicht mit Sicherheit constatirt — Atmosphären vorhanden sind. Bei den Planeten Mercur, Venus und Mars zeigen diese Atmosphären dieselben Absorptionsstreifen wie diejenigen unserer Erde, und es ist daher wahrscheinlich, dass die Atmosphären dieser Planeten eine gewisse Aehnlichkeit mit einander haben. Wie weit dieselbe geht, lässt sich nur schwer sagen, da jedoch die hauptsächlichsten Absorptionsstreifen unserer Atmosphäre vom Wasserdampfe herrühren, so zeigt die Uebereinstimmung der Spectra zunächst das Vorhandensein dieses Stoffes mit Sicherheit an.

Im Uebrigen ist eine Uebereinstimmung der Atmosphären bei den inneren Planeten und bei Mars an und für sich nicht unwahrscheinlich, da die Dichtigkeitsverhältnisse aller dieser Planeten nahe dieselben sind und die Bedingungen, unter denen sie nach der Kant-Laplace'schen Nebelhypothese entstanden sind, nicht so sehr von einander verschieden gewesen sein werden.

Doch betritt man mit diesen Betrachtungen das unsichere Gebiet

naturphilosophischer Speculationen, die zu sehr grossen Fehlschlüssen verleiten können.

Die Atmosphären auf Jupiter und Saturn haben noch eine bedeutende Aehnlichkeit mit denjenigen der vorher angeführten Planeten, wenigstens in Betreff der Existenz des Wasserdampfes in ihnen; es tritt aber in ihrem Spectrum ein neuer, unbekannter Absorptionsstreifen auf, bei dem es zunächst noch zweifelhaft ist, ob er nur durch veränderte Druck- oder Temperaturbedingungen verursacht ist, oder ob er einem anderen Gase seine Entstehung verdankt. Im Hinblicke auf die Atmosphären von Uranus und Neptun möchte man sich wohl der zweiten Ansicht zuneigen. Die Atmosphären dieser beiden äussersten Planeten sind sicherlich sehr von der unsrigen verschieden, sie enthalten jedenfalls einen in unserer Atmosphäre nicht vorkommenden Stoff in grossen Mengen, und der Umstand, dass auch in ihren Spectren das im Jupiterspectrum zuerst auftretende Band erscheint, deutet darauf hin, dass die Jupiter- und Saturnatmosphären einen gewissen Uebergang zu denjenigen von Uranus und Neptun bilden, der am einfachsten so zu erklären ist, dass der oder ein Bestandtheil der Neptunatmosphäre bereits in geringen Mengen in der Jupiteratmosphäre vorhanden ist. Auch hierbei verlockt die Kant'sche Hypothese zu einem weiteren speculativen Verfolgen dieser Phänomene.

Capitel III.

Die Cometen.

Das Interesse, welches die Erscheinung der Cometen von jeher bei den Astronomen erweckt hat, und welches die Ursache gewesen ist, dass besonders seit Erfindung des Fernrohres diesen seltsamen Himmelskörpern eine verhältnissmässig sehr grosse Aufmerksamkeit zugewendet worden ist, hat sich auch auf die spectralanalytische Untersuchung derselben übertragen, und in Folge dessen ist das Beobachtungsmaterial hierüber ein sehr reiches.

Ebenso, wie die theoretischen Untersuchungen über die physische Constitution der Cometen aus den Erscheinungen, welche die Deformation der Cometenkerne und die Schweifbildungen gewähren, zu einer recht ausgebildeten Cometentheorie geführt haben, sind auch die spectralanalytischen Untersuchungen dieser Gestirne von guten Erfolgen gekrönt gewesen und haben in Gemeinschaft mit den anderen Resultaten unsere Kenntnisse über die Natur und die Beschaffenheit der Cometen

so weit gefördert, dass verhältnissmässig nur noch wenig Unerklärtes und Unerforschtes in den Cometenerscheinungen vorliegt.

Dasselbe Interesse aber, welches die Kenntnisse über die Cometen so gefördert hat, ist andererseits auch die Ursache gewesen, dass sowohl eine ganze Reihe fast werthloser Spectralbeobachtungen an Cometen angestellt worden sind, als dass auch ganz besonders Cometentheorien und Erklärungsversuche gewisser Erscheinungen aufgestellt worden sind von Personen, denen die hierzu nöthigen wissenschaftlichen Vorkenntnisse fehlen, und daher ist es zu erklären, dass im Gebiete der Cometen ähnlich wie bei der Sonne Hypothesen und Theorien aufgetaucht sind, die ohne Weiteres als unzutreffend bezeichnet werden müssen; solche sind im Folgenden gänzlich ausser Acht gelassen worden.

Die spectralanalytische Beobachtung der Cometen kann wegen des grossen Durchmessers der Cometenköpfe nur mit Hülfe von zusammengesetzten Spectroskopen angestellt werden, wobei es wegen der meist sehr geringen Lichtstärke dieser Objecte erforderlich ist, den Spalt des Spectroskopes verhältnissmässig sehr weit zu öffnen, sowie nur geringe Dispersionen anzuwenden.

Eine grosse Genauigkeit bei Messungen in Cometenspectren ist schon aus dem letzteren Grunde ausgeschlossen; bei der eigenthümlichen Art der Cometenspectra kann ausserdem die weite Oeffnung des Spaltes noch ganz besonders zur Fehlerquelle werden. Die Charakteristik des Cometenspectrums besteht in einseitig verwaschenen Bändern — Bänder des Kohlenwasserstoffspectrums —; ein solches Band ist nun aus einer sehr beträchtlichen Anzahl feiner, dicht zusammenstehender Linien gebildet, deren Intensität und Abstand nach dem Violett zu abnimmt. Bei geringen Dispersionen und weiten Spaltöffnungen sind die einzelnen Linien nicht zu unterscheiden, und ein Cometenspectralband erscheint daher als Streifen, der nach dem Roth zu ziemlich scharf begrenzt ist, dessen Intensität nach dem Violett zu aber ganz allmählich abnimmt.

Bei weit geöffnetem Spalte ist nun diese scharfe Kante eines solchen Bandes innerhalb der Breite des Spaltbildes von gleichmässiger Intensität, und man ist daher geneigt, bei Einstellung auf die Kante nicht die Kante selbst zu nehmen, sondern die Mitte der gleichmässigen Helligkeit, wodurch die Einstellung um den halben Betrag der Spaltweite nach dem Violett zu verfälscht wird. Viele starke Abweichungen bei den ersten Cometenspectralbeobachtungen dürften auf diese Weise zu erklären sein, und jedenfalls ist als erste Regel bei derartigen Beobachtungen aufzustellen, den Spalt möglichst eng zu nehmen, soweit dies die Lichtschwäche eben erlaubt. Abweichend von dem reinen Kohlenwasserstoff-

spectrum ist die Maximalhelligkeit der Bänder in Cometenspectren meistens nicht an der Kante selbst, sondern mehr nach der Mitte zu gelegen, und es ist hauptsächlich früher bei den Beobachtern diese Maximalhelligkeit der Ausgangspunkt für die Messung gewesen. Wie wir später sehen werden, ist die Stelle der Maximalhelligkeit keineswegs massgebend, vielleicht ist ihre Entfernung von der Kante sogar variabel, und aus diesem Grunde ist es richtiger, bei Messungen stets auf die scharfe Kante der Bänder einzustellen.

Sehr erschwert werden die Messungen an Cometenspectren, besonders bei schwachen Cometen, dadurch, dass der hellste Punkt des Cometenkopfes, der Kern, gegenüber der Coma einen sehr geringen Durchmesser besitzt. Es kann hierdurch vorkommen, dass nur das sehr schmale Kernspectrum genügende Helligkeit hat, um noch die Kanten der Bänder zu zeigen, während auf beiden Seiten des Kernspectrums nur die Maximalhelligkeiten der Bänder zu erkennen sind, und man ist alsdann ebenfalls sehr dazu geneigt, beim Messen nicht auf diese Kanten, sondern zu weit nach dem Violett hin einzustellen.

Ueberhaupt kann es eintreten, dass ein Comet für die vorhandenen optischen Hülfsmittel zu schwach ist, als dass in seinem Spectrum noch die Kanten der Bänder zu erkennen wären; in einem solchen Falle stellt man wiederum stets zu weit nach dem Violett ein, und man sollte dann lieber überhaupt keine Messungen ausführen. Da die Intensität der Cometenbänder eine sehr verschiedene ist, so treten natürlich derartige Fehlerquellen bei dem einen Bande leichter ein als beim anderen, so dass auch hierauf sehr zu achten ist.

Jedenfalls lassen sich bei den früheren und auch noch theilweise bei den neueren Cometenspectralbeobachtungen starke Abweichungen auf diese Weise erklären, soweit nicht eine Erklärung schon in den unzureichenden Hülfsmitteln und ungenügenden Justirungen der Spectralapparate einiger Beobachter zu finden ist.

Die erste Spectralbeobachtung an Cometen ist im Jahre 1864 von Donati angestellt worden; sie führte direct zu dem Resultate, dass wenigstens ein Theil des Cometenlichtes selbständig vom Cometen ausgesandt sei, indem im Spectrum drei helle Bänder auf einem continuirlichen Untergrunde sichtbar waren.

Alle späteren Beobachtungen haben dieses Resultat ausnahmslos bestätigt, und man glaubte schon sehr frühe zu erkennen, dass das in den Cometen leuchtende Gas ein Kohlenwasserstoff sein müsse, und zwar ist diese Deutung der Cometenspectralbänder seltsamer Weise bereits zu einer Zeit erfolgt, als die Beobachtungen noch keineswegs zu einem

strengen Beweise hierfür geeignet waren, ja sogar bei genauerer Betrachtung gegen die Identität des Kohlenwasserstoffes sprachen.

Gegenwärtig kann kein Zweifel mehr darüber obwalten, dass die Cometen wesentlich Kohlenwasserstoffe enthalten, indessen ist die Uebereinstimmung zwischen Cometenspectrum und den Kohlenwasserstoffspectren keine vollständige, wie bereits oben kurz angedeutet worden ist, und wie wir später noch genauer sehen werden.

Vollständige und ausführliche Zusammenstellungen von Messungen der Bänder im Cometenspectrum sind vorhanden von H. C. Vogel*) von 9 Cometen bis Ende des Jahres 1871, und von Hasselberg**) von 18 Cometen bis gegen Ende des Jahres 1879.

Aus diesen Zusammenstellungen ist deutlich zu entnehmen, dass alle Spectralbeobachtungen an Cometen bis etwa zum Jahre 1874 gegenüber den späteren Beobachtungen nicht concurrenzfähig sind, und dass man zur Bildung von Mittelwerthen für die Wellenlängen der Cometenspectralbänder erst Beobachtungen nach diesem Zeitraume verwerthen darf. Aber auch nach dieser Zeit ist aus dem reichen Material eine sehr vorsichtige Sichtung vorzunehmen, wenn man solche Mittelzahlen bilden will. Man darf für eine derartige Auswahl natürlich nicht die Werthe selbst massgebend sein lassen, sondern ist hierbei allein angewiesen auf die Erfahrung, welche man anderweitig über die Geschicklichkeit eines Beobachters gemacht hat.

Eine von diesem Gesichtspunkte aus vorgenommene Zusammenstellung von Messungen der drei Cometenbänder, wobei zunächst nur die Messungen der Kanten berücksichtigt werden, gebe ich im Folgenden:

Comet	Bänder im Cometenspectrum I	II	III	Beobachter
1874 III	563.1 $\mu\mu$	516.6 $\mu\mu$	471.2 $\mu\mu$	Bredichin
1874 III	562.6	515.2	471.7	Vogel
1877 II	—	516.8	472.3	Sternwarte Dunecht
1880 d	—	517.0	473.8	Young
1881 b	563.1	516.4	473.5	Maunder
1881 b	563.0	517.4	469.9	Vogel
1881 c	563.0	516.5	—	Maunder
1881 c	563.4	516.5	471.0	Vogel
1882 II	—	517.6	—	Hasselberg
1883 b	—	516.1	—	Maunder
1884 I	—	516.5	—	Hasselberg
Mittel	563.0	516.6	471.9	

*) Pogg. Ann. Bd. CXLIX, p. 400. **) Ueber die Spectra der Cometen und ihre Beziehung zu denjenigen gewisser Kohlenwasserstoffe. Mémoires de l'Acad. des sciences de St. Pétersbourg. Tome XXVIII. Nr. 2.

Die genauesten Werthe für die Wellenlänge der Streifen im Kohlenwasserstoffspectrum sind 563.5, 516.5, 473.8 $\mu\mu$.

Es ist nach dieser Uebereinstimmung wohl keine Frage, dass die Bänder im Cometenspectrum mit denjenigen der Kohlenwasserstoffe identisch sind, und wir wollen uns deshalb mit dem Kohlenwasserstoffspectrum etwas näher befassen.

Die Kohle selbst gibt ein Spectrum, welches aus einzelnen scharfen Linien besteht, ähnlich wie die Spectra anderer Radicale; dagegen sind die Spectra der Verbindungen von Kohle mit anderen Elementen sehr von einander verschieden. Cyan und Kohlenoxyd geben für sich besondere Spectra, die ebenfalls verschieden sind vom Spectrum der Kohlenwasserstoffe; dagegen besitzen sämmtliche Kohlenwasserstoffe ein und dasselbe Spectrum. Dieser eigenthümliche Umstand deutet darauf hin, dass beim Erhitzen der verschiedensten Kohlenwasserstoffe sich stets dieselbe einfache Verbindung ausscheidet, deren Spectrum demnach dann in allen Kohlenwasserstoffen auftreten muss. Sehr wahrscheinlich ist diese Verbindung das Acetylen, da Acetylen sowohl durch Zersetzung von Kohlenwasserstoffen als auch unter dem Einfluss des elektrischen Stromes direct aus seinen Elementen hergestellt werden kann.

Nach den Bestimmungen von Ångström und Thalén besteht das Linienspectrum der Kohle aus folgenden Linien:

658.42	starke Doppellinie
655.87	
569.52	schwächere Linien
566.20	
564.76	
563.97	
538.00	
515.15	
514.52	
513.40	
476.68	breites, starkes Band.

Das Spectrum des Kohlenoxyds hat insofern Aehnlichkeit mit demjenigen der Kohlenwasserstoffe, als es auch aus Bändern besteht, die sich in feine Linien auflösen lassen, und deren Intensität nach dem Violett zu abnimmt.

Die Wellenlängen dieser Bänder, nach ihrer Stärke in eine starke und eine schwache Gruppe eingetheilt, sind die folgenden (Ångström und Thalén):

Stärkere Gruppe	Schwächere Gruppe
662.33 $\mu\mu$	629.97 $\mu\mu$
607.91	581.86
560.86	539.86
519.80	501.59
483.44	469.79
450.98	439.48
420.98	413.18

Das Acetylenspectrum, oder also das Spectrum der Kohlenwasserstoffe, besteht aus fünf Gruppen von Linien von sehr verschiedener Intensität. Eine Zusammenstellung der Wellenlängen der Hauptlinien dieser Gruppe ist im Folgenden aufgeführt auf Grund der Messungen von Swan, Ångström und Thalén, Vogel, Hasselberg und Watts.

	Swan	Ångström-Thalén	Vogel	Hasselberg	Watts	Mittel
Rothe Gruppe	—	618.85	—	618.76	—	618.80
	—	612.02	—	612.22	—	612.12
	—	605.75	—	605.20	—	605.47
	—	600.19	—	599.41	—	599.80
	—	595.46	—	595.21	—	595.33
Gelbe Gruppe	563.52	563.41	563.31	563.75	563.58	563.51
	558.32	558.41	—	558.62	558.66	558.50
	553.89	553.90	—	553.85	554.33	553.99
	550.11	550.10	—	550.16	550.46	550.20
	—	546.70	—	547.26	547.94	547.30
Grüne Gruppe	516.26	516.50	516.50	516.54	516.65	516.49
	512.77	512.90	—	512.92	513.14	512.93
	—	509.85	—	509.79	510.10	509.91
Blaue Gruppe	473.47	473.69	474.29	473.57	474.07	473.82
	471.33	471.49	—	471.37	471.81	471.50
	469.02 {	469.79	—	469.62	469.93	469.78
		468.29	—	468.44	468.51	468.41
	467.11	—	—	467.76	467.79	467.55
Violette Gruppe	—	431.19	—	—	—	—

Jede der hier angegebenen Wellenlängen bezieht sich auf den scharfen Anfang schmaler Bänder, welche nach dem Violett abnehmen und die aus mehreren feinen Linien bestehen; die Vereinigung dieser Partialbänder in die Gruppen gibt erst die eigentlichen Bänder des Kohlenwasserstoffspectrums, die bei geringer Zerstreuung ebenfalls den

Eindruck von nach dem Violett verwaschenen Bändern machen, da die Intensität der Partialbänder jeder Gruppe nach dem Violett abnimmt.

Die beistehende Figur 55 ist nach von mir erhaltenen photographischen Aufnahmen des blauen Bandes des Kohlenwasserstoffspectrums angefertigt. Spectrum 1 ist bei verhältnissmässig weitem Spalte aufgenommen, während bei 2 ein sehr enger Spalt zur Verwendung gelangt ist.

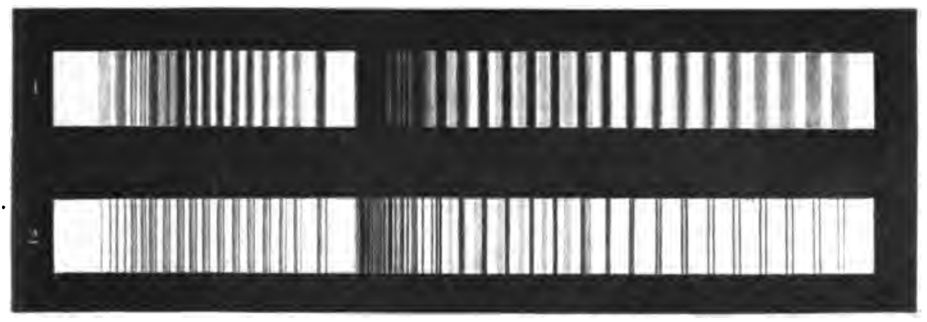


Fig. 55.

Die Abweichungen, welche die Cometenspectra vom Kohlenwasserstoffspectrum zeigen, bestehen zunächst darin, dass in den Cometenspectren nicht alle Bänder des Kohlenwasserstoffs auftreten, indem die rothe und violette Gruppe fehlt. Es ist dies leicht erklärlich aus dem Umstande, dass diese beiden Gruppen die schwächsten im Spectrum sind, und dass sie bei geringen Temperaturen auch im irdischen Spectrum der Kohlenwasserstoffe nicht zu erkennen sind.

Beim Cometen 1882 Wells hat übrigens Vogel*) bei der Wellenlänge 613 $\mu\mu$ einen hellen Streifen im Spectrum erkennen können, der eventuell mit der rothen Gruppe des Kohlenwasserstoffspectrums übereinstimmen dürfte.

Eine Abweichung vom Kohlenwasserstoffspectrum, die sehr viel mehr Schwierigkeiten bereitet, als die vorhin besprochene, beruht auf dem Umstande, dass das Maximum der Helligkeit bei dem Kohlenwasserstoffspectrum stets mit der Kante zusammenfällt, beim Cometenspectrum dagegen mehr nach der Mitte der Gruppe zu liegt. Die Messungen der intensivsten Stellen der Bänder weichen zwar ziemlich stark von einander ab, doch braucht man hieraus nicht ohne Weiteres auf einen thatsächlichen Unterschied in der Lage dieser Maximalstellen bei verschiedenen Cometen zu schliessen, da die Messungsunsicherheiten entsprechend gross sind.

*) Astron. Nachr. Bd. 102, Nr. 2437.

Man kann für diese Lichtmaxima etwa die Wellenlängen 556, 513 und 470 $\mu\mu$ im Mittel annehmen, und sie scheinen danach vielleicht nicht mit den zweiten Partialbändern der Kohlenwasserstoffbänder zusammenzufallen, wie man dies vermuthen könnte. Es ist verschiedenen Beobachtern gelungen, in dem hellsten Bande des Cometenspectrums, im Grün, die zweite Linie als Partialband zu erkennen und ihre Lage zu bestimmen; so hat z. B. Hasselberg*) die Wellenlänge dieser Linie bei Comet 1884 I zu 512.9 $\mu\mu$ bestimmt und ebenso bei Comet 1882 II.

Man darf das Auftreten dieser zweiten Linie in dem grünen Bande der Cometenspectra wohl als den sichersten Beweis für die Identität der letzteren mit dem Kohlenwasserstoffspectrum betrachten.

Dass das Maximum der Helligkeit bei dem Cometenspectrum nicht an der Kante liegt, erklärt, wie schon früher angedeutet, weshalb bei schwachen Cometen die Kanten der Bänder stets zu sehr nach dem Violett zu bestimmt worden sind, und weshalb bei dem schwächsten Bande im Blau überhaupt noch die besten Messungen eine starke Abweichung in diesem Sinne zeigen.

Eine Erklärung für die Verschiebung der Maximalhelligkeiten im Cometenspectrum bietet besonders aus dem Grunde grosse Schwierigkeiten, weil es nicht möglich ist, im Laboratorium die Verhältnisse herzustellen, wie sie in Cometen vorkommen, und man muss daher schon zufrieden sein, wenn es nur gelingt, nachzuweisen, dass durch plausible Annahmen eine solche Verschiebung möglich ist. Diese Frage ist von hohem Interesse, nicht etwa weil noch Zweifel über die Identität zwischen Cometen- und Kohlenwasserstoffspectrum herrschen könnte, sondern weil ihre Beantwortung geeignet ist, Licht über die physikalischen Verhältnisse der Cometen zu verbreiten.

Soweit bekannt, sind bis jetzt zwei Erklärungsversuche dieser Erscheinung gegeben worden — die eine von H. C. Vogel, die andere von Hasselberg —, die auf verschiedenem Wege zu demselben Resultate führen, und die, was besonders zu bemerken ist, sich nicht gegenseitig ausschliessen, sondern nebeneinander bestehen können.

Es ist eine bekannte Thatsache, dass die auf unsere Erde herniederfallenden Meteorsteine sehr wechselnde Mengen verschiedener Gase enthalten, die beim Erhitzen der Meteore frei werden; auch sind schon mehrfach Analysen dieser Gase angestellt worden. Bei dem engen Zusammenhange zwischen Meteoren und Cometen war der Gedanke, dass die Meteorsteine die Gase der Cometen eingeschlossen enthielten, naheliegend, und Vogel hat die Spectra der aus den Me-

*) Astron. Nachr. Bd. 108 u. 105.

teoren entweichenden Gase unter der Voraussetzung untersucht, dass, falls die Modificationen der Cometenspectra gegen die Kohlenwasserstoffspectra von einer Beimengung anderer Gase herrühren sollten, das aus den Meteorsteinen stammende Gasgemisch ein dem Cometenspectrum ähnliches Spectrum erzeugen müsse.

Zu dem Zwecke verwandte Vogel Geissler'sche Röhren, in welchen sich Bruchstücke von metallischen und erdigen Meteoren befanden — ein wesentlicher Unterschied beider Meteoroiten hat sich in Betreff dieser Untersuchungen nicht herausgestellt.

Bei Erhitzung des seitlichen Rohrtheils, in welchem sich die Meteorsteine befanden, wurden die in denselben eingeschlossenen Gase frei und konnten nun beim Durchgange des Inductionsfunkens spectroskopisch untersucht werden.

Unter Anwendung eines kleinen Inductors trat besonders deutlich das Kohlenoxydspectrum hervor, in welchem ausserdem die Bänder des Kohlenwasserstoffspectrums ganz schwach zu erkennen waren; nur bei stärkerer Erhitzung der Meteorsteine trat das Kohlenwasserstoffspectrum etwas deutlicher auf.

Bei Verwendung eines grossen Inductors und Einschaltung einer Leydener Flasche verblieb im weiten Theile der Röhre das Kohlenoxydspectrum das vorherrschende, das Spectrum des engen Theils der Röhre wurde aber sehr verändert. Es erschienen nämlich die drei Kohlenwasserstoffbänder im Gelb, Grün und Blau, nur war bei dem gelben Bande das Intensitätsmaximum nicht mehr an der scharfen Kante, sondern mehr in der Mitte, nach dem Blau zu. Das Band im Grün zeigte einen schwachen Ansatz nach dem Roth hin und bei dem blauen Streifen lag das Intensitätsmaximum fast in der Mitte. Die beiden übrigen Bänder des Kohlenwasserstoffspectrums im Roth und Violett waren auffallend schwach.

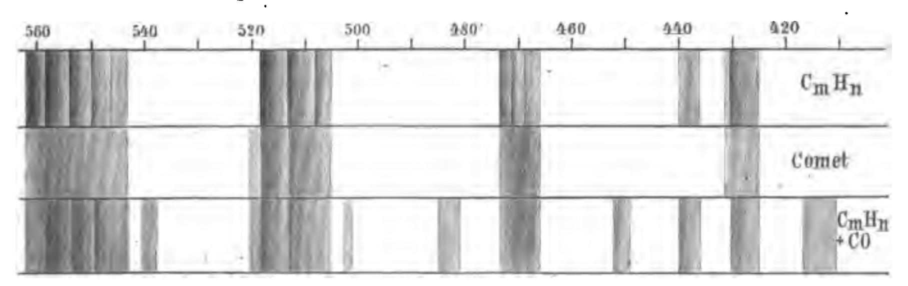


Fig. 56.

Das Spectrum war demnach dasjenige der Kohlenwasserstoffe, aber modificirt durch dasjenige des Kohlenoxyds, jedoch so mit dem letzteren vereinigt, dass es unmöglich schien, beide Spectra noch getrennt zu

erkennen. Es ist nach Vogel kein Zweifel, dass dieses Spectrum sehr viel besser mit dem der Cometen übereinstimmt, als das reine Kohlenwasserstoffspectrum, besonders wenn man sich dasselbe auf die gewöhnliche Lichtschwäche eines Cometenspectrums reducirt denkt (Fig. 56).

Es gelang auch, durch directe Hintereinanderschaltung der beiden glühenden Gase, ein ganz ähnliches Spectrum zu erzeugen, indem hinter einer ein kräftiges Kohlenwasserstoffspectrum gebenden Bunsenflamme der weite Theil einer Kohlenoxydröhre angebracht wurde; bei Betrachtung aus einiger Entfernung erschien die Combination beider Spectra in ähnlicher Weise, wie bei den aus den Meteoren ausgetriebenen Gasen, was auch durch directe Messung der Intensitätsmaxima bestätigt wurde. Hiernach kommt Vogel zu dem Schlusse, dass das Spectrum der Cometen zusammengesetzt ist aus dem Spectrum der Kohlenwasserstoffe und dem des Kohlenoxyds, jedoch so, dass das Kohlenwasserstoffspectrum stets prävalirt und das Kohlenoxydspectrum nur etwas modificirend auf das erstere einwirkt.

Von besonderer Wichtigkeit hierbei ist es, dass die Erscheinung nur bei disruptiven elektrischen Entladungen und nicht bei Glimmlichtentladungen auftritt, worauf später noch zurückzukommen ist.

Hasselberg hat sehr umfangreiche Untersuchungen über die Spectra der Kohlenwasserstoffe angestellt in der Absicht, eine Modification des normalen Kohlenwasserstoffspectrums zu erhalten, die dem Cometenspectrum in Bezug auf die Intensitätsvertheilung ähnlicher werden sollte. Auf dem Wege der Vermischung von Kohlenwasserstoffdämpfen mit Sauerstoff, Stickstoff, Wasserstoff u. s. w. war dieses Ziel nicht zu erreichen, vielmehr hat sich bei derartigen Versuchen ergeben, dass die Gegenwart solcher Gase nur einen untergeordneten Einfluss auf das Spectrum der Kohlenwasserstoffe hat. Dagegen hat sich als sehr wichtiges Resultat, welches vollständig mit dem von Vogel erhaltenen übereinstimmt, herausgestellt, dass bei gleichzeitiger Gegenwart von Kohlenoxydgas und von Kohlenwasserstoff durch eine continuirliche elektrische Entladung das Kohlenoxydspectrum erzeugt wird, während das Kohlenwasserstoffspectrum der disruptiven Entladung entspricht.

Hasselberg hat nun seine Untersuchungen weiter dahin ausgedehnt, unter alleiniger Verwendung disruptiver Entladungen solche Bedingungen in den Druck- und Temperaturverhältnissen der Kohlenwasserstoffe herzustellen, wie sie voraussichtlich mehr den Verhältnissen bei Cometen entsprechen.

Hierhin gehört vor Allem der Umstand, dass die Glüherscheinungen bei Cometen sehr wahrscheinlich bei sehr niedrigen Temperaturen auftreten, während im Allgemeinen bei disruptiven Entladungen in

Geissler'schen Röhren die Temperatur des Gases beträchtlich steigt. Eine Verminderung des Druckes in der Röhre genügt nicht zur Erreichung des Zweckes, da hierbei die Entladungen wieder in continuirliche übergehen. Leitet man indessen den Strom nicht direct in die Röhre, sondern führt ihn auf äussere Stanniolbeläge, die an den weiten Theilen der Röhre angebracht sind, und schaltet man vorher ein Funkenmikrometer ein, in welchem der Hauptstrom überschlägt, so finden auch bei sehr starken Verdünnungen innerhalb der Röhre disruptive Entladungen statt. In diesem Falle nun erscheint das Kohlenwasserstoffspectrum stark verändert, indem die violette Gruppe nur sehr schwach auftritt, während die blaue Gruppe relativ heller wird, als sie im gewöhnlichen Kohlenwasserstoffspectrum erscheint. Gleichzeitig aber tritt die grösste Intensität in der blauen Gruppe nicht mehr an der Kante auf, sondern sie ist mehr nach dem Violett hin verschoben, und dasselbe scheint auch bei der gelben Gruppe stattzufinden, während die hellste, grüne Gruppe allerdings keine Veränderung zeigt.

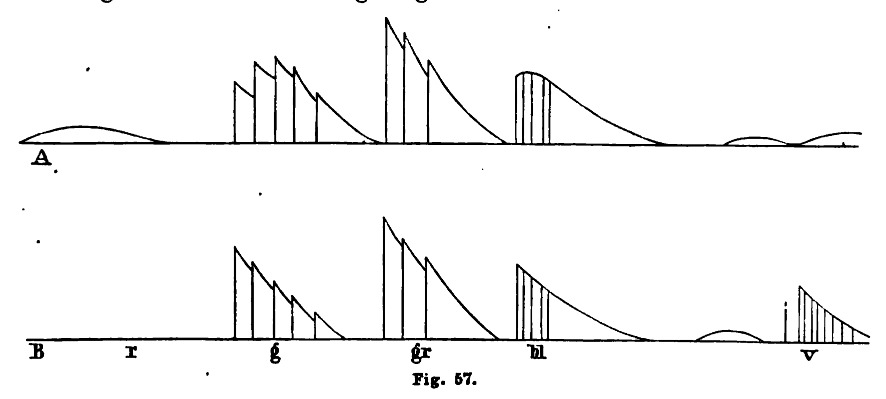


Fig. 57.

In Figur 57 ist graphisch die Veränderung dargestellt, welche das Kohlenwasserstoffspectrum erleidet; unter *B* ist die Intensitätsvertheilung des normalen Kohlenwasserstoffspectrums abgebildet, unter *A* die modificirte.

Diese Versuche haben also zu sehr nahe demselben Resultate geführt, wie die Vogel'schen, und es ist sehr wahrscheinlich, dass beide Ursachen — niedrige Temperatur und Beimengung von Kohlenoxyd — bei Cometen in Wirksamkeit treten können, besonders ist dies deshalb wahrscheinlich, weil beide Modificationen des Spectrums nur unter derselben Bedingung auftreten, dass nämlich die Entladungen disruptive sind. Es ist auch denkbar, dass bei verschiedenen Cometen bald die eine Ursache, bald die andere thatsächlich vorherrschen mag, und dass hierdurch gewisse Verschiedenheiten im Anblicke der Cometenspectra zu erklären sein dürften, wenn man dieselben für reell halten will.

Beiden Untersuchungen haftet die Unvollkommenheit an, dass sie keinen Aufschluss geben über die Verschiebung der Intensität in der grünen Gruppe, man kann aber hieraus, so lange keine Erscheinung bekannt ist, welche gleichzeitig die Intensitätsverschiebung bei allen Bändern des Kohlenwasserstoffspectrums erklärt, nicht auf die Unrichtigkeit der obigen Erklärungen schliessen, sondern man wird sich mit der Annahme begnügen müssen, dass es auch bei diesem Versuche noch nicht gelungen ist, genau die Verhältnisse im Laboratorium herzustellen, wie sie in Cometen vorliegen.

Es ist von hohem Interesse, dass es Hasselberg gelungen ist, seinen Erklärungsversuch auch theoretisch plausibel zu machen, allerdings nur unter gewissen willkürlichen Annahmen.

Wir hatten nach Zöllner als das Intensitätsverhältniss zweier Spectraltheile den Ausdruck abgeleitet:

$$\frac{E_\lambda}{E_{\lambda_1}} = \frac{1-(1-A_\lambda)^{\sigma \cdot m}}{1-(1-A_{\lambda_1})^{\sigma \cdot m}} \cdot \frac{J_\lambda}{J_{\lambda_1}} .$$

Bei zwei sehr nahe aneinander liegenden Theilen des Spectrums, wie im vorliegenden Falle, konnte man das Verhältniss von $J_\lambda : J_{\lambda_1}$ als 1 betrachten, nämlich als das Verhältniss der beiden entsprechenden Theile im Spectrum eines vollkommenen schwarzen Körpers, und es wurde daher

$$\frac{E_\lambda}{E_{\lambda_1}} = \frac{1-(1-A_\lambda)^{\sigma \cdot m}}{1-(1-A_{\lambda_1})^{\sigma \cdot m}} .$$

Da nun im Falle einer Geissler'schen Röhre $\sigma \cdot m$ eine Constante ist, so wird das Intensitätsverhältniss nur noch von den Functionen A_λ und A_{λ_1} abhängen. Die Form dieser Functionen ist zwar vollständig unbekannt, aber es ist klar, dass sie nur von der Temperatur des Gases und von der Wellenlänge abhängen, dass man also schreiben kann

$$A_\lambda = \varphi(t, \lambda) \; , \quad A_{\lambda_1} = \varphi(t, \lambda_1) .$$

Weiter weiss man von diesen Functionen sicher, dass für einen bestimmten Werth der Temperatur und für stetig variirendes λ die Function φ Maxima und Minima besitzen muss, weil dies mit dem Emissionsvermögen E der Fall ist und das Verhältniss $J = \frac{E}{A}$ sonst seine Continuität nicht bewahren würde. Betrachtet man dagegen für eine gewisse bestimmte Wellenlänge die Temperatur als stetig veränderlich, so folgt aus der Continuität der Function J in Verbindung mit der erfahrungsmässig bekannten Thatsache, dass mit stetig steigender Temperatur für

jede Wellenlänge das Emissionsvermögen E stetig wächst, nothwendig, dass dies auch mit der Function $A_\lambda = \varphi(t, \lambda)$ zutreffen muss.

Da aber dieselbe ihrer Natur nach nie den Werth 1 überschreiten kann, so folgt, dass sie für alle Temperaturwerthe zwischen 0 und 1 eingeschlossen sein muss und sich mit steigender Temperatur diesem letzten Werthe immer mehr nähert. Aus dieser Betrachtung ist der ungefähre Verlauf der Function A_λ ersichtlich.

Die Functionen φ können somit mit stetig sich verändernder Temperatur keine Maxima oder Minima besitzen, denn daraus würde z. B. folgen, dass mit abnehmender Temperatur der Glanz einer Spectrallinie zunehmen könnte, was aber den Erfahrungen widerspricht.

Hieraus lässt sich die Möglichkeit erkennen, wie mit stetig variirender Temperatur das Intensitätsverhältniss zweier benachbarten Spectraltheile sich umkehren und sich so das ursprüngliche Maximum im Spectrum verschieben kann. Es ist nämlich nur die Annahme nöthig, dass die den beiden Spectraltheilen entsprechenden Functionen A_λ und A_{λ_1} für irgend eine Temperatur sich schneiden können, so dass für

$$t > \Theta \quad A_\lambda > A_{\lambda_1}$$
$$t < \Theta \quad A_\lambda < A_{\lambda_1}$$

ist, da dann im ersten Falle

$$E_\lambda > E_{\lambda_1}$$

und im zweiten

$$E_\lambda < E_{\lambda_1}$$

wird.

Falls also die Function A_λ diese verlangte Eigenschaft besitzt, steht einer Verschiebung der Intensitätsmaxima benachbarter Spectraltheile nichts mehr im Wege.

Bis zum Jahre 1882 hatte man in Cometen ausser dem continuirlichen Spectrum nur die Bänder der Kohlenwasserstoffspectra gesehen, und erregte es daher grosses Interesse, als die Erscheinung des Cometen 1882 I, von Wells am 17. März 1882 entdeckt, eine bedeutende Abweichung des Spectrums von dem normalen Cometenspectrum darbot.

Nach den Beobachtungen zeigte dieser Comet gleich Anfangs eine Abweichung vom gewöhnlichen Cometenspectrum insofern, als sein continuirliches Spectrum recht hell erschien, während die Kohlenwasserstoffbänder nur ganz in der Nähe des Kernes zu erkennen waren; die Intensität des continuirlichen Spectrums nahm ständig zu, entsprechend der starken Annäherung des Cometen an die Sonne.

Am 31. Mai bemerkte H. C. Vogel plötzlich im Spectrum des

Cometen eine helle, gelbe Linie, deren Coincidenz mit der Natriumlinie zweifelsohne schon am ersten Abend festgestellt werden konnte. Auch von anderen Beobachtern (Dunér, Bredichin) wurde diese Erscheinung am 31. Mai und den folgenden Tagen constatirt. Der bestimmte Beweis für die Identität dieser hellen Linie mit der Natriumlinie gelang nicht allein durch directe Vergleichung mit einer künstlichen Natriumlichtquelle, sondern Vogel konnte auch bei Anwendung stärkerer Dispersion die Natriumlinie in ihre beiden Componenten zerlegen, von denen die brechbarere etwa fünfmal so intensiv erschien als die andere, woraus auf eine sehr grosse Dampfdichte des Natriums zu schliessen sein würde. Die Natriumlinie zeigte sich nicht bloss im Spectrum des Kernes, sondern auch in dessen näherer Umgebung. Die Intensität des Natriumlichtes war überhaupt eine so bedeutende, dass bei weit geöffnetem Spalte der Cometenkopf in seiner richtigen Gestalt im Natriumlichte erschien, ähnlich einer Sonnenprotuberanz.

Uebrigens war mit blossem Auge zu dieser Zeit die stark gelbliche Färbung des Cometenkernes deutlich zu erkennen.

Es wird von allen Beobachtern hervorgehoben, dass während dieser ganzen Zeit die Streifen des Kohlenwasserstoffes gar nicht oder nur ganz schwach zu erkennen waren. Von besonderem Interesse ist ferner eine Beobachtung Vogels, wonach sich bei der Wellenlänge 613 $\mu\mu$ eine helle Stelle im Cometenspectrum zeigte, die aller Wahrscheinlichkeit nach mit der rothen Gruppe der Kohlenwasserstoffe identisch ist, 619 bis 595 $\mu\mu$. Gerade diese Gruppe ist bis dahin nie im Cometenspectrum bemerkt worden. (Siehe pag. 231.)

Die Erscheinung der Natriumlinie zeigte sich in ihrem vollen Glanze zur Zeit der grössten Annäherung des Cometen an die Sonne, der er auf 0.06 der mittleren Entfernung der Erde von der Sonne nahe kam.

Der grosse Septembercomet desselben Jahres 1882 zeigte dasselbe Phänomen; die Intensität der auftretenden Natriumlinie hing entschieden ab vom Abstande des Cometen von der Sonne; doch konnte die Linie immerhin noch am 7. October erkannt werden, als der Abstand des Cometen von der Sonne bereits 0.7 betrug; ebenfalls war gleichzeitig eine Abhängigkeit des Kohlenwasserstoffspectrums von dem des Natriums zu erkennen, indem die Bänder des ersteren immer stärker auftraten, je schwächer die Natriumlinie wurde.

Das Auftreten der Natriumlinie in diesen beiden Cometen ist nicht bloss darum von Bedeutung, weil hierdurch die Existenz eines anderen Elementes in den Cometen nachgewiesen ist, sondern besonders deshalb, weil aus dem ganzen Verhalten des Spectrums während dieser Zeit der Schluss zu ziehen ist, ähnlich wie dies schon die Betrachtungen über die

Modification des Kohlenwasserstoffspectrums ergeben hatten, dass das selbständige Leuchten der Cometen elektrischen Entladungen zu verdanken ist. Es geht dies daraus hervor, dass während der Anwesenheit der Natriumlinie das Kohlenwasserstoffspectrum sehr zurücktrat, eine Erscheinung, die wesentlich nur dann zu bemerken ist, wenn ein elektrisches Glühen der Gase stattfindet. Fügt man z. B. einer Bunsenflamme, die ein sehr schönes Kohlenwasserstoffspectrum gibt, Natriumdampf bei, so erleidet hierdurch das Kohlenwasserstoffspectrum nicht die geringste Einbusse, vielmehr erscheint das Spectrum desselben in derselben Stärke wie vorher, und die Natriumlinie ist nur neu hinzugekommen.

Ganz anders ist aber das Verhalten, wenn Kohlenwasserstoffe durch elektrische Entladungen zum Leuchten gebracht werden. Bereits E. Wiedemann*) hat gefunden, dass, wenn in einer mit Stickstoff oder Wasserstoff gefüllten Röhre Quecksilber oder Natrium erhitzt wurde, während der elektrische Entladungsstrom durch die Röhre geführt wurde, die zuerst sichtbaren Spectra der Gase denjenigen der Metalle Platz machten, indem die letzten allein die Ueberführung des Stromes übernahmen.

Hasselberg**) hat ähnliche Versuche wiederholt und zwar auch mit Kohlenwasserstoffen und Kohlenoxydgemengen, wobei in der Röhre seitlich etwas metallisches Natrium eingeführt war, welches erhitzt werden konnte.

Bei stark disruptiven Entladungen innerhalb der Röhre, die durch Einschalten einer Leydener Flasche und einer Funkenstrecke erhalten werden, nimmt beim Erhitzen des Natriums das Spectrum des Kohlenwasserstoffes sehr an Intensität ab, gelangt aber nicht zum vollständigen Verschwinden. Wurde dagegen die Funkenstrecke ausgeschaltet, so verschwand das Kohlenwasserstoffspectrum vollständig. Beim Durchgange des einfachen Stromes entstand, wie bekannt, überhaupt nur das Kohlenoxydspectrum, welches beim Auftreten der Natriumdämpfe sofort verschwand. Wenn mit der Erhitzung des Natriums nachgelassen wurde, wiederholten sich die Erscheinungen in der umgekehrten Reihenfolge.

Die Uebereinstimmung zwischen diesen Versuchen und den Erscheinungen, welche die beiden Cometen boten, ist eine so vollständige, dass hieraus ein neuer Beweis für die Annahme eines elektrischen Ursprungs des Eigenlichtes der Cometen gesehen werden kann, und speciell deuten auch diese Versuche wieder darauf hin, dass die elektrische

*) Pogg. Ann. Bd. 5, p. 500.

**) Astron. Nachr. Bd. 102, Nr. 2441.

Erregung bei Cometen keine Glimmlichterscheinung ist, sondern auf disruptiven Entladungen innerhalb der Cometen beruht.

Dass nur bei diesen beiden Cometen die Natriumlinien erschienen sind, darf nicht verwundern, da gerade diese Cometen der Sonne so nahe gekommen sind, dass das vorhandene Natrium im Dampfform übergehen konnte. Auch ist kein Zweifel, dass die elektrische Thätigkeit der Cometen wohl zum grössten Theile von einer Induction durch die Sonne herrührt, und dass die Intensität derselben also mit der Annäherung an die Sonne zunehmen muss.

Vom 18. September morgens, also kurz nachdem der Comet 1882 II seine grosse Annäherung an die Sonne gehabt, liegt eine sehr wichtige spectroskopische Beobachtung von Copeland und J. G. Lohse*) in Dunecht vor, wonach ausser der Natriumlinie noch fünf andere helle Linien im Gelb und Grün zu sehen waren. Nach der Reduction dieser Beobachtungen erscheint es als zweifellos, dass diese hellen Linien mit den stärksten Linien des Eisens identisch waren. Es ist dies eine durchaus nicht unwahrscheinliche Beobachtung, da der Comet bekanntlich der Sonnenoberfläche bis auf wenige tausend Meilen nahe gekommen ist und also hier einer Erhitzung ausgesetzt war, in welcher die Metalle zu Dampf verflüchtigt werden konnten. Auffallend ist hierbei nur der Umstand, dass nicht die Linien der leichter zu verflüchtigenden Metalle, wie z. B. Calcium, Magnesium etc. zu sehen waren, deren Gegenwart doch auch sehr wahrscheinlich ist, da bei dem nahen Zusammenhange, den die Cometen mit den Sternschnuppen besitzen, das Auftreten auch dieser Metalllinien bei sehr sonnennahen Cometen zu erwarten gewesen wäre.

Während wir uns bisher nur mit dem discontinuirlichen Spectrum der Cometen, also mit dem von den Cometen mit Sicherheit selbständig ausgestrahlten Lichte beschäftigt haben, müssen wir nun zur Besprechung des continuirlichen Spectrums übergehen.

Es ist keine Frage, dass das Verhältniss, in welchem die Intensität des continuirlichen Spectrums zu demjenigen des Kohlenwasserstoffspectrums steht, bei den verschiedenen Cometen sehr verschieden und auch bei ein und demselben Cometen einem Wechsel unterworfen ist. Die Entscheidung, ob das continuirliche Spectrum nur vom reflectirten Sonnenlichte herrührt, oder ob es auch eigenes Licht des Cometen enthält, oder ob beides gleichzeitig stattfindet, lässt sich auf verschiedenem Wege erwarten, durch spectroskopische Beobachtung, durch Polarisationsversuche und durch photometrische Beobachtung.

Bei der directen spectroskopischen Beobachtung der Cometen muss

---

*) Copernicus, Bd. II, p. 235.

der Lichtschwäche wegen der Spalt viel zu weit geöffnet werden, als dass man erwarten dürfte, in dem continuirlichen Spectrum Fraunhofer-sche Linien zu erkennen. Erst durch Anwendung der Photographie ist die Spectralanalyse auch in dieser Beziehung beweiskräftig geworden, indem es zuerst W. Huggins*) am 24. Juni 1881 gelungen ist, beim Cometen 1881 II einen Theil des Spectrums zu photographiren, in welchem deutlich Fraunhofer'sche Linien zu erkennen waren. Auch vom Cometen Wells (1882 I) hat Huggins**) ein photographisches Spectrum erhalten, in welchem die Fraunhofer'schen Linien zu sehen waren; durch diese Beobachtungen ist es aufs zweifelloseste dargethan, dass wenigstens ein Theil des continuirlichen Spectrums vom reflectirten Sonnenlichte herrührt.

Untersuchungen auf polarisirtes Licht an Cometen sind vielfach angestellt worden und haben zu den widersprechendsten oder wenigstens scheinbar widersprechendsten Resultaten geführt. Prazmowski***) hat beim Donati'schen Cometen von 1858 sehr starke Polarisation gefunden, ebenfalls beim grossen Cometen von 1881, während derjenige von 1861 (1861 II) keine Spur von Polarisation ergeben hat. Es lässt sich dies nach dem Brewster'schen Gesetze erklären, wonach für Gase das Maximum der Polarisation beim Elongationswinkel von 90° und das Minimum bei 180° stattfindet. Beim Donati'schen Cometen betrug zur Zeit der Beobachtung der Elongationswinkel ungefähr 90°, für den von 1861 180° und für den 1881er Comet 60°.

Wenn wir die Beobachtungen übergehen, bei denen nur mitgetheilt ist, ob polarisirtes Licht vorhanden war oder nicht, so sind noch Beobachtungen von Wright†) zu erwähnen, nach denen beim Comet 1881 b der Betrag des polarisirten Lichtes von 23 % auf 14 % abgenommen hat, während der Incidenzwinkel von 60° auf 32° abnahm. Beim Comet 1881 c hat Wright für einen Incidenzwinkel von 55° etwa 11 % polarisirtes Licht erhalten.

Ueber den wirklichen Betrag des gesammten reflectirten Lichtes kann die Polarisation natürlich keinen Aufschluss geben, da ein beträchtlicher Theil des reflectirten Lichtes nicht polarisirt wird.

Die bisherigen photometrischen Beobachtungen an Cometen können zunächst nur einen Beweis dafür liefern, dass überhaupt eigene Lichtentwickelung in Cometen stattfindet; erst in Verbindung mit spectroskopischen Beobachtungen über das gleichzeitige Verhalten des conti-

*) Proc. Royal Soc., Bd. XXXII, Nr. 213. Astron. Nachr. Bd. 100, Nr. 2385.

**) Rep. of British. Assoc. 1882, p. 442.

***) Comptes Rendus, XCIII, p. 262.

†) Amer. Journ. (3) XXII, p. 142.

nuirlichen Spectrums lassen sich Schlüsse ziehen, ob ein Theil des letzteren eigener Lichtentwickelung zuzuschreiben ist.

Die mit einen Zöllner'schen Photometer von G. Müller*) in Potsdam angestellten Helligkeitsmessungen beim Wells'schen Cometen zeigen auf das Deutlichste, dass von Anfang Mai an die Helligkeit des Cometen zuerst langsam, später immer stärker von der berechneten in dem Sinne abwich, dass sie grösser war, als sie hätte sein dürfen, wenn der Comet nur reflectirtes Licht uns zugesandt hätte. Im Wesentlichen fällt dies mit der Zeit zusammen, in der sich die Natriumlinie im Spectrum des Cometen entwickelte, und die photometrischen Beobachtungen geben also eine vorzügliche Bestätigung der spectroskopischen, aber sie können für den vorliegenden Fall nichts Neues lehren.

Von um so grösserer Wichtigkeit ist dagegen die Beobachtung eines plötzlichen Lichtausbruches, dem der Comet 1884 I am 1. Januar 1884 unterworfen war. Ende September 1883 hatte dieser Comet bereits schon einmal eine beträchtliche plötzliche Zunahme der Helligkeit gezeigt; am 1. Januar beobachtete Müller**) den Cometen photometrisch, als eine rapide Zunahme der Helligkeit erfolgte, die innerhalb weniger Stunden sich abspielte und etwa 1.3 Grössenklassen betrug.

Das Aussehen des Cometenkopfes hatte sich hierbei wesentlich geändert, und es müssen ganz ausserordentliche Umwälzungen stattgefunden haben, da an Stelle des feinen Lichtpünktchens, als welches vorher der Kern des Cometen erschien, nunmehr eine Scheibe von mehreren Secunden Durchmesser zu sehen war. Die gleichzeitigen Spectralbeobachtungen von Vogel***) ergaben nun, dass während dieses Ausbruches sich die Intensitätsverhältnisse innerhalb der Kohlenwasserstoffbänder verändert hatten, und dass das continuirliche Spectrum des Kerns ganz auffallend hell erschien gegenüber den Kohlenwasserstoffbändern, deren absolute Helligkeit nicht vermehrt war.

Aus der Veränderung der relativen Helligkeit der drei Bänder geht hervor, dass zur Zeit des Ausbruchs eine beträchtliche Temperaturerhöhung stattgefunden hat, und gleichzeitig hat hierbei der Comet selbständig weisses Licht ausgesendet.

Auch bei dem Cometen 1888 I sind plötzliche Lichtausbrüche beobachtet worden, es liegen uns leider keine gleichzeitigen Spectralbeobachtungen vor. Einige vor die Zeit der Lichtausbrüche fallende spectroskopische Beobachtungen in Greenwich von diesem Cometen deuten

*) Astron. Nachr. Bd. 103, Nr. 2453.
**) Astron. Nachr. Bd. 107, Nr. 2568.
***) Astron. Nachr. Bd. 108, Nr. 2570.

darauf hin, dass bei demselben das continuirliche Spectrum verhältnissmässig hell gegenüber dem Kohlenwasserstoffspectrum war; dies wird aber wohl immer der Fall sein, wenn ein Comet noch weit von der Sonne entfernt ist.

Da indessen die Resultate bei dem Cometen 1884 I keinen Zweifel darüber lassen können, dass hier ein Theil des continuirlichen Spectrums von dem eigenen Lichte des Cometen herrührte, so ist noch die Frage zu beantworten, wie man sich die Entstehung desselben zu denken hat.

Ein thatsächliches Glühen fester oder flüssiger Theile ist wohl von vornherein ausgeschlossen, da sonst die vielfachen Veränderungen, die an Cometenkernen beobachtet worden sind, nicht zu erklären wären. Eine solche Gasdichte im Innern des Cometenkernes vorauszusetzen, dass hierdurch ein continuirliches Spectrum entstehen könnte, ist wegen des gleichzeitigen Auftretens der Bänder des Kohlenwasserstoffes wohl ebenfalls auszuschliessen. Es ist vielmehr nach einer Erklärung zu suchen, die mit den anderen Erscheinungen von Cometen in Einklang steht, und eine solche ist von Hasselberg gefunden worden.

Wenn der elektrische Funke in einem Gemische von Kohlenwasserstoff mit Sauerstoff bei Atmosphärendruck überschlägt, so besteht die Entladung hauptsächlich in einer intensiven, goldgelben, flackernden Lichthülle, die ein vollständig continuirliches Spectrum gibt. Die Gegenwart des Sauerstoffes ist für das Hervortreten dieser Erscheinung massgebend, und da gleichzeitig stets mehr oder weniger Russ ausgeschieden wird, so liegt die Vermuthung nahe, den ganzen Vorgang mit einer unvollständigen Verbrennung in Vergleich zu stellen, indem durch den Strom die Kohlenwasserstoffe dissociirt werden, wobei die in fester Form ausgefällten und in feinster Vertheilung glühenden Kohlenstofftheilchen das continuirliche Spectrum geben. Da nun die selbständigen cometarischen Lichterscheinungen ohne Zweifel elektrischen Wirkungen zugeschrieben werden müssen, und es sowohl in der Natur der Sache begründet, als durch die Beobachtungen bestätigt ist, dass die Dichtigkeit der dem Kerne entströmenden Dämpfe in seiner unmittelbaren Nähe ihren grössten Werth hat, so scheint es, wenigstens bei grösseren Cometen, nicht unwahrscheinlich, solche mässigen Dichtigkeitsverhältnisse vorauszusetzen, dass Entladungen der dem erwähnten Versuche entsprechenden Art stattfinden können.

Hasselberg bemerkt noch hierzu, dass das bei stärkeren Vergrösserungen oft bemerkte unruhige Pulsiren und granulirte Aussehen des Kernes in der flackernden und unstetigen Natur des Funkens ein entsprechendes Gegenstück habe. Die früher schon mehrfach beobachtete gelbliche Färbung der grösseren Cometenkerne könnte eben-

falls hiermit als in Uebereinstimmung betrachtet werden, falls man dieselbe nicht dem Natriumlichte zuschreiben will, welches bei früheren grossen Cometenerscheinungen gewiss auch schon aufgetreten ist, ohne seinem Wesen nach erkannt werden zu können.

Als eines der Hauptergebnisse der spectralanalytischen Untersuchungen an Cometen ist dasjenige zu betrachten, dass wenigstens ein Theil des Selbstleuchtens elektrischen Vorgängen zu verdanken ist. Es hat daher auch hier ein Interesse, Beweise für die elektrische Thätigkeit in Cometen wenigstens kurz anzuführen, die auf ganz anderer Beobachtungsart beruhen.

Die eigenthümliche Form der Cometenschweife hat schon früh zu dem Gedanken geführt, dass dieselben durch eine elektrische Abstossung von der Sonne aus entstehen; indessen folgt aus den Beobachtungen der Schweife zunächst nur die Existenz einer repulsiven Wirkung, gleichgültig ob dieselbe elektrischen oder anderen Ursprungs ist. Erst in neuerer Zeit sind durch die Arbeiten Bredichins Thatsachen bekannt geworden, welche mit grosser Wahrscheinlichkeit dazu führen, dass die Repulsivkraft identisch mit elektrischer Abstossung ist.

Nach Bredichins Theorie lassen sich alle Cometenschweife in drei Classen unterbringen, bei denen die Repulsivkräfte, die Gravitation in der gegebenen Entfernung von der Sonne als Einheit genommen, durch die Zahlen 11, 1.3 und 0.2 dargestellt werden. Bei den Schweifen der beiden ersten Classen ist die repulsive Wirkung grösser als die Schwerkraft, die Schweife müssen sich von der Sonne wegwenden, bei der dritten Classe ist sie geringer, der Schweif weist also auf die Sonne; diese letzteren Schweife werden nur selten beobachtet.

Alle drei Schweifarten können gleichzeitig bei demselben Cometen auftreten, und dieser Umstand beweist, dass die Repulsivkraft eine auswählende Wirkung auf die Theilchen der drei verschiedenen Schweifarten hat, was am einfachsten durch Annahme einer elektrischen Abstossung erklärt werden kann, die sich verschieden äussert nach dem specifischen Gewichte der abgestossenen Gase. Es soll hier nur darauf hingewiesen werden, dass die oben gegebenen Zahlen mit plausiblen Annahmen nicht in Widerspruch stehen; so würde z. B. der Sprung von 11 auf 1.3 dem Verhältnisse der specifischen Gewichte vom Wasserstoffe und Kohlenwasserstoffe CH_2 entsprechen.

Es müsste also angenommen werden, dass der immer sehr kurze Schweif der ersten Classe aus Wasserstoff besteht, dagegen der der zweiten Classe aus Kohlenwasserstoff.

Ueber die Spectra der Meteore und Sternschnuppen ist nur sehr Weniges zu bemerken, da nur wenige und unvollständige Beobachtungen darüber angestellt sind. Wenn auch durch die bereits besprochene Construction der Meteorspectroskope eine Hauptschwierigkeit der Beobachtung gehoben ist, indem verhältnissmässig leicht ein Meteor ins Gesichtsfeld gebracht werden kann, so bleiben doch die Schwierigkeiten, welche die kurze Zeitdauer der Erscheinung mit sich bringt, bestehen. Messungen sind gänzlich ausgeschlossen, und eine Identificirung der Linien ist nur schätzungsweise möglich.

Herschel*) hat bei hellen Sternschnuppen, die bei directem Anblicke eine stark grünliche Färbung zeigten, ein Intensitätsmaximum des Spectrums im Grün festgestellt, ohne indessen über die Natur desselben entscheiden zu können. — Secchi hat die Magnesiumlinie beobachtet. — Auch andere Linien, z. B. im Roth, sind wahrgenommen worden; als mit Sicherheit constatirt ist nur die Natriumlinie nach den Beobachtungen v. Konkolys**) zu betrachten. Aus dem Umstande, dass manche Meteore Anfangs die Natriumlinie nicht zeigen, und dass dieselbe erst nach einer kurzen Weile auftritt, zieht v. Konkoly den Schluss, dass das Natrium nicht den Meteoren, sondern gewissen Schichten unserer Atmosphäre angehört. Dieser Schluss erscheint indessen ungerechtfertigt, da das beschriebene Phänomen viel einfacher dadurch zu erklären ist, dass im Anfange der Erscheinung das Natrium noch nicht so weit verdampft ist, um ein Spectrum zu erzeugen; bei der weiten Verbreitung des Natriums ist die Existenz desselben in den Sternschnuppen und Meteoren a priori wahrscheinlich; das Auftreten der Natriumlinie in einzelnen Cometen spricht ebenfalls sehr dafür.

Ueberhaupt muss bemerkt werden, dass bei der grossen Unsicherheit der Beobachtungen die Erforschung der Sternschnuppen- und Meteorspectra von relativ geringem Interesse ist, da die Untersuchungen der zur Erde niedergefallenen Meteoriten mit Hülfe der chemischen und Spectral-Analyse ausserordentlich viel exacter ausfallen.

Die Erklärung des allen Meteoren gemeinsamen continuirlichen Spectrums ist durch das Glühen der festen Bestandtheile des Meteors ohne Weiteres gegeben.

---

*) Nature Bd. 9, 142.

**) Astron. Nachr. Bd. 95, p. 283—286.

Capitel IV.

Die Nebelflecken.

Durch die Entdeckung von Huggins im Jahre 1864, dass das Spectrum einzelner Nebel aus hellen Linien besteht, wurde die bis dahin verbreitete Ansicht, dass mit genügend mächtigen Instrumenten schliesslich jeder Nebelfleck sich in einzelne Sterne auflösen liesse, dass es also gar keine eigentlichen Nebel gäbe, sondern nur Sternhaufen, vollständig widerlegt. Es gibt ausser den Sternhaufen thatsächlich Nebelflecken, d. h. Gebilde, die als wesentliche Bestandtheile Gase im Zustande hoher Verdünnung enthalten. Es gehören zu dieser Classe von Himmelskörpern vor Allem die planetarischen Nebel und ein grosser Theil der grossen, unregelmässig gestalteten Nebelmassen vom Typus des Orionnebels. Neuerdings ist aber besonders von Holden auf Grund von Beobachtungen an dem grossen Refractor des Lick-Observatory die Ansicht ausgesprochen worden, dass die planetarischen Nebel durchaus nicht die einfache Form besitzen, als welche sie sich in den Fernröhren mittlerer Dimensionen darstellen, sondern dass vielmehr recht complicirte Figurationen bei ihnen vorkommen; es ist daher denkbar, dass zwischen planetarischen und grossen Nebeln gar kein eigentlicher Unterschied besteht, sondern dass ihre Verschiedenheit nur durch ihre Grösse, eventuell durch ihre Entfernung bedingt ist.

Das Spectrum eines Sternhaufens kann naturgemäss nur ein continuirliches sein, entstehend durch die Uebereinanderlagerung vieler Sternspectra; wegen der Lichtschwäche der Sterne, welche die Sternhaufen zusammensetzen, ist das continuirliche Spectrum natürlich nur äusserst schwach, so dass von einer Erkennung von Einzelheiten in demselben keine Rede sein kann.

Das Spectrum der Nebelflecken, wie es sich in mittleren Instrumenten darbietet, besteht aus vier hellen Linien, von denen meistens nur drei sichtbar sind; bei schwächeren Objecten bleibt schliesslich nur eine sichtbare Linie übrig.

Die Wellenlängen dieser vier Linien sind mehrfach bestimmt worden; folgende Messungen sollen hier aufgeführt werden:

Vogel 1871	500.4 $\mu\mu$	495.8 $\mu\mu$	486.1 $\mu\mu$	— $\mu\mu$
Huggins	500.47	495.70	486.07	434.01
d'Arrest	500.4	495.60	486.06	—
Vogel 1873	500.5	495.7	486.1	434.0
Copeland	500.4	495.8	486.1	434.2
	500.43	495.72	486.09	434.07

Wegen der Unsicherheit, auf welche Systeme von Wellenlängen sich die einzelnen Angaben beziehen, ist keine Reduction auf das Potsdamer System erfolgt.

Die Helligkeiten dieser vier Linien sind sehr verschieden; selbst im Orionnebel ist die letzte derselben kaum zu sehen. Die Linie bei 500.4 ist stets die hellste, sie ist diejenige, die in schwächeren Nebeln allein noch sichtbar ist. Die Intensitätsverhältnisse der beiden anderen Linien sind bei den einzelnen Objecten verschieden, es sind sogar Andeutungen dafür vorhanden, dass sie bei demselben Objecte nicht immer constant sind; indessen sind derartige Beobachtungen nur sehr vorsichtig aufzunehmen, da bei Objecten, deren Helligkeit überhaupt nahe an der Sichtbarkeitsgrenze liegt, die Auffassung bei verschiedenen Beobachtern eine sehr verschiedene sein kann, und sogar blosse Unterschiede in der Lichtstärke der angewandten Instrumente sowie die wechselnden Luftzustände derartige scheinbare Veränderungen hervorrufen können. Ganz besonders dürften hierbei die Unterschiede, welche die Augen in Bezug auf die Empfindlichkeit gegen verschiedene Farben zeigen, in Frage treten. So hat z. B. Vogel*) im Spectrum des Nebels General Catalogue 4373 die beiden Linien bei 495 $\mu\mu$ und 486 $\mu\mu$ als nahe gleich hell angegeben, während Huggins**) die dritte Linie als überaus schwach bezeichnet, beträchtlich schwächer als die zweite, d'Arrest***) hält sogar die dritte Linie für heller als die zweite. Für den Orionnebel findet Vogel als Helligkeitsverhältniss der vier Linien 10, 5, 8, 1.

Was die Natur dieser vier Linien angeht, so ist bereits sehr frühe sowohl durch Huggins und Vogel als auch durch andere Beobachter auf das Bestimmteste nachgewiesen worden, dass die Linien bei 486.09 und 434.07 $\mu\mu$ identisch mit den Wasserstofflinien F und $H\gamma$ sind. Huggins hat dies für die $H\gamma$-Linie auch mit Hülfe der Photographie bestätigt. Auch das Zusammenfallen der ersten und hellsten Nebellinie, 500.43 $\mu\mu$ mit einer Stickstofflinie ist bereits früher von den genannten Beobachtern nachgewiesen worden. Besonders Huggins†) hat auf verschiedene Weise die Natur der hellsten Nebellinie festzustellen versucht. Das Luftspectrum zeigt in dieser Spectralgegend zwei dicht zusammenstehende, sehr helle Linien; mit der weniger brechbaren Componente fällt die Nebellinie zusammen. Uebrigens befindet sich ebenfalls in ganz genauer Coincidenz mit der Nebellinie eine Linie des

*) Astron. Nachr. Bd. 78, p. 245. **) Philos. Trans. Vol. 154. Part. II.

***) Undersøgelser over de nebulose Stjerner i Henseende til deres spectralanalytiske Egenskaber. Kjøbenhavn 1872.

†) Philos. Trans. 1868, p. 529.



Bleispectrums, welche Huggins vielfach zu seinen Messungen benutzt hat.

Die Natur der zweiten Nebellinie bei 486 $\mu\mu$ ist noch durchaus unaufgeklärt.

Es ist als besonders wichtig hervorzuheben, dass diese vier Nebellinien sämmtlich als scharf, nach beiden Seiten gleich gut begrenzt erscheinen, dass sie also nicht etwa als Reste eines Bänderspectrums zu betrachten sind, obgleich einige Beobachtungen vorliegen, die von einer einseitigen Verwaschenheit der Linien sprechen.

Ausser diesen vier charakteristischen Linien sind nun noch eine Reihe anderer, sehr schwacher Linien in Nebelspectren aufgefunden worden, von denen von besonderem Interesse noch eine Linie im Gelb bei 587.5 $\mu\mu$ ist, die also sehr wahrscheinlich der D_3-Linie entspricht. Diese Linie wurde zuerst von Copeland*) im Jahre 1888 im Spectrum des Orionnebels bemerkt. Ausserdem gibt derselbe noch eine Linie bei 447.7 $\mu\mu$ an.

Taylor**) hat im Spectrum des Orionnebels noch eine Linie bei 470.3 $\mu\mu$ wahrgenommen, die sehr schwach ist.

Vogel***) vermerkt noch verschiedene helle Linien oder Andeutungen solcher; in dem hellen planetarischen Nebel G. C. 4234, *h* 1970, eine Linie bei 554 $\mu\mu$, ferner in dem Nebel G. C. 4373 schwache Spuren von Linien bei 527, 518, 509 und 479 $\mu\mu$, in dem planetarischen Nebel G. C. 4390, *h* 2000 ebenfalls bei 554, 518 und 479 $\mu\mu$ und die Linie 554 in G. C. 4628, *h* 2098.

Andere Beobachtungen über diese Linien scheinen nicht vorzuliegen.

Besondere Fortschritte in der Kenntniss der Nebelflecken sind durch die Einführung der Photographie gewonnen worden.

Im Jahre 1882 hat Huggins†) mit demselben Apparate, den er zur Aufnahme der Sternspectra verwendet, die erste Photographie vom Orionnebelspectrum erhalten.

Es zeigte sich auf derselben ausser den beiden Wasserstofflinien $H\beta$ und $H\gamma$ noch eine Linie im Ultraviolett bei der Wellenlänge 373 $\mu\mu$. Huggins gibt selbst die Genauigkeit der letzteren Bestimmung als sehr ungenau an, wegen zu weit geöffneten Spaltes; er hielt damals diese Linie für identisch mit der ζ-Linie im Spectrum der weissen Sterne. Die $H\gamma$-Linie ist auf dieser Aufnahme nicht sichtbar gewesen. Eine Aufnahme des Spectrums vom Orionnebel von Draper zeigt die Wasser-

*) Monthly Not., Bd. 48, p. 360.
**) Monthly Not., Bd. 49, p. 124.
***) Astron. Nachr., Bd. 78, p. 245.
†) Comptes Rendus, Tome 94, p. 685.

stofflinien $H\gamma$ und $H\delta$, ausserdem noch Spuren von anderen Linien bei 410.1 $\mu\mu$ und 433.0 $\mu\mu$, von der Linie im Ultraviolett ist hierbei nichts erwähnt*).

Im Jahre 1888 hat nun **Huggins** besonders gut gelungene Aufnahmen des Orionnebelspectrums bei engem Spalte erhalten. Bei einer dieser Aufnahmen war der Spalt auf zwei der Sterne in Trapez gerichtet, welche sich im Spectrum als zwei helle continuirliche Streifen documentirten, s. Fig. 58. Ausser der Linie bei 373 $\mu\mu$ sind vier Gruppen heller Linien vorhanden, welche am intensivsten bei den zwei Sternen sind und sich von dort allmählich verlieren. Diese Erscheinung ist insofern besonders interessant, als es dadurch sehr wahrscheinlich gemacht wird, dass die Trapezsterne physisch mit dem Nebel verbunden sind und nicht bloss optisch. **Huggins** hält sie für Verdichtungen aus der Nebelmaterie und bemerkt, dass also der ganze Nebel sich nicht in einer grösseren Entfernung von uns befindet, als diejenige ist, welche wir diesen Sternen zuschreiben würden, wenn sie allein am Himmel aufträten.

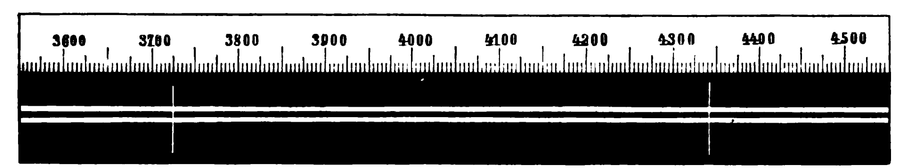


Fig. 58.

Die erste Gruppe, bestehend aus sechs Linien, erstreckt sich von 411.6 bis 416.7 $\mu\mu$ und ist nur sehr wenig in den Nebel hinein zu verfolgen. Eine zweite Gruppe von vier sehr schwachen Linien folgt alsdann bei 396 bis 400 $\mu\mu$. Die dritte Gruppe umfasst zehn schwache Linien von 389.6 bis 382.5 $\mu\mu$. Auf beiden Seiten der starken Linie bei 373 $\mu\mu$ befinden sich noch je zwei Linien.

Eine zweite Aufnahme des Nebelspectrums, ebenfalls bei sehr engem Spalte, zeigt nun ganz wesentliche Abweichungen von dem vorhin beschriebenen, indem die auffälligste Linie bei 373 $\mu\mu$ nicht vorhanden ist. Bei dieser Aufnahme war der Spalt nicht auf einen der Trapezsterne gerichtet, und es liegt nun die Vermuthung nahe, dass diese starke Linie nur in der Nähe der Sterne auftritt, nicht aber in den weiter entfernten Theilen des Nebels. Es würde dies auch damit übereinstimmen, dass auf den Aufnahmen von **Draper** die Linie nicht vorhanden ist. Auch dieser Umstand würde auf einen physischen Zusammenhang zwischen Nebel und den Trapezsternen schliessen lassen. In der

*) Comptes Rendus, Tome 94, p. 1243.

beifolgenden Fig. 59 ist die Lage des Spaltes bei den drei Hugginsschen Aufnahmen in Bezug auf die Trapezsterne angegeben.

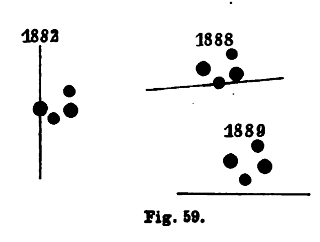


Fig. 59.

Die Wellenlänge der ultravioletten Linie bei 373 $\mu\mu$ hat Huggins mit Hülfe einer in der Nähe befindlichen dreifachen Linie des Magnesiums genauer zu bestimmen versucht und als Werth hierfür gefunden 372.4 $\mu\mu$. Gleichzeitig hat sich hierbei das bemerkenswerthe Resultat ergeben, dass diese Linie mit keiner der Componenten der Mg-Linie coincidirt, dass sie also nicht diesem Metalle zuzuschreiben ist.

Wir wollen nun hier ein Verzeichniss aller Linien folgen lassen, welche bisher in Nebelspectren beobachtet worden sind. Bei denjenigen, die ausserordentlich schwach und bisher nur von einem einzigen Beobachter gesehen worden sind, ist dies durch Hinzufügung des Namens des Beobachters kenntlich gemacht. Die Angabe der Wellenlängen für diese und für die schwächeren Linien in den photographischen Spectren von Huggins sind nur genäherte.

W.L. $\mu\mu$			W.L. $\mu\mu$		
587.4	D_3	Copeland	389.6	H_δ	
554	—	Vogel	388.7	—	
527	—	Vogel	387.8	—	
518	—	Vogel	387.0	—	
509	—	Vogel	385.9	—	Gruppe.
500.43	N	—	385.4	—	Huggins, photogr. 1888
495.72	—	—	384.8	—	
486.09	H_β	—	384.2	—	
479	—	Vogel	383.2	—	
470.3	—	Taylor	382.5	—	
447.6	—	Copeland	375.2	—	
434.07	H_γ	—	374.1	—	» » 1889
416.7	—		372.4	—	» » 1882 u. 1888
415.4	—		370.9	—	» » 1888
414.2	—	Gruppe.	369.9	—	» » 1888
413.0	—	Huggins, photogr. 1888	328.5	—	
412.3	—		327.5	—	» » 1889
411.6	—		306.0	—	» » 1889
410.2	H_δ	Draper, photogr.	305.3	—	
399.8	—		304.7	—	» » 1889
398.8	—	Gruppe.			
397.5	—	Huggins, photogr. 1888			
395.9	—				

Wie aus der Zusammenstellung hervorgeht, befindet sich Wasserstoff zweifellos im glühenden Zustande in den Nebelflecken, auch das

Vorhandensein des der D_3-Linie entsprechenden Gases ist durchaus nicht unwahrscheinlich.

Die Uebereinstimmung der hellsten Linie der Nebelspectra bei 500.43 $\mu\mu$ mit einer Linie des Stickstoffspectrums ist wohl ebenfalls zweifelsohne dargethan, dagegen ist über die Natur der übrigen Linien noch gar nichts bekannt, es ist von Huggins nur nachgewiesen, dass flüchtige Aehnlichkeit einiger der obigen Gruppen mit Linien des Eisens, des Magnesiums und des Cyanwasserstoffgases keine reelle Grundlage besitzen.

In Betreff der von Copeland gefundenen Linie bei 447.6 $\mu\mu$ werden wir bei Besprechung der Fixsternspectra vom Typus Ia zu einem interessanten Schlusse gelangen. (Siehe pag. 266.)

Es bleibt nun noch die Eigenthümlichkeit zu erklären, dass die im Spectrum des Wasserstoffes sonst so helle C-Linie im Spectrum der Nebel fehlt, und dass besonders das Stickstoffspectrum nur durch eine einzige Linie markirt erscheint. Zur Erklärung dieser Erscheinung ist eine Bemerkung Zöllners geeignet, welche auf der schon oft erwähnten Abhängigkeit der Helligkeit der Spectrallinien von der Dichtigkeit oder Dicke der glühenden Gasschicht beruht.

In dem Ausdrucke:

$$E_{\lambda\sigma} = [1 - (1 - A_\lambda)^\sigma]\frac{E_\lambda}{A_\lambda}$$

bewegt sich $E_{\lambda\sigma}$ für die Werthe von $\sigma = 0$ bis $\sigma = \infty$ von 0 bis $\frac{E_\lambda}{A_\lambda}$.

Nun ist im Allgemeinen für ein gegebenes σ und eine gegebene Temperatur die Helligkeit E_λ für die verschiedenen λ verschieden, und es muss deshalb für irgend einen Werth von λ dieser Ausdruck ein absolutes Maximum besitzen, oder es muss unter den verschiedenen Linien eines discontinuirlichen Spectrums eine Linie die hellste sein, da sich bei einem gegebenen Spectrum sowohl A_λ als auch $\frac{E_\lambda}{A_\lambda}$ als Function von λ ändern. Berücksichtigt man nun, dass, sobald der Werth von A_λ unter eine bestimmte, durch die Empfindungsschwelle unseres Auges gegebene Grenze herabsinkt, die betreffende Stelle des Spectrums für unsere Wahrnehmung verschwindet, so ergibt sich der folgende Satz:

Wird bei constanter Temperatur die Dichtigkeit eines glühenden Gases stetig vermindert, so muss auch die Zahl der Linien seines Spectrums vermindert und schliesslich das ganze Spectrum im Allgemeinen auf nur eine Linie reducirt werden, deren Lage von der Temperatur und Qualität des Gases abhängt.

Zöllner führt weiter aus, dass aus den sehr einfachen Spectren

nicht ohne Weiteres Schlüsse auf die Temperatur der betreffenden Himmelskörper zu ziehen seien; solche Schlüsse sind unzulässig, da für eine jede Temperatur bei hinreichender Verdünnung des Gases das Spectrum desselben auf eine einzige Linie reducirt werden kann, deren Lage bei ein und demselben Stoffe nur von der Temperatur abhängig ist.

Zöllner macht weiter den Versuch, die Grenze der Temperatur zu bestimmen, unter welcher die Temperatur eines Nebels mit discontinuirlichem Spectrum nicht liegen kann.

$E_{\lambda\sigma}$ kann nicht grösser werden als $\frac{E_\lambda}{A_\lambda}$, und dieser Werth ist nach dem Kirchhoff'schen Satze diejenige Helligkeit, welche für die gleiche Temperatur und Wellenlänge das Spectrum eines vollkommen schwarzen Körpers an dieser Stelle besitzt, und zwar unabhängig von seinen übrigen Eigenschaften.

Erhitzt man nun einen undurchsichtigen schwarzen Körper, z. B. Kohle, so ist die Temperatur der glühenden Kohle so lange niedriger als die des glühenden Gases (im Nebel), als die Helligkeit des continuirlichen Kohlenspectrums an der einer hellen Linie des Gasspectrums entsprechenden Stelle kleiner oder gleich der Helligkeit dieser Linie ist, wobei vorausgesetzt wird, dass $\frac{E_\lambda}{A_\lambda}$ unter übrigens gleichen Umständen stetig mit der Temperatur wächst.

Durch den Nachweis der Möglichkeit des Leuchtens von Gasen bei niedriger Temperatur ist übrigens diese Betrachtung Zöllners nicht mehr als vollständig massgebend anzusehen.

Dieselbe Vereinfachung eines Gasspectrums bis zu einer einzigen Linie, wie sie nach Zöllner durch Abnahme der Dichtigkeit eintritt, kann übrigens auch durch einfache Lichtschwächung erreicht werden, sei es durch Absorption, sei es durch Verminderung der Lichtstärke des angewandten Spectroskopes. Es ist dies ohne Weiteres einleuchtend, da in einem Spectrum im Allgemeinen eine Linie dem Auge als die hellste erscheint. Welche Linie die hellste ist, hängt aber stets von der Temperatur des leuchtenden Gases ab.

Die Richtigkeit der vorstehenden Betrachtung ist experimentell nachgewiesen worden, und zwar zuerst von Huggins*), dem es gelang, durch Einschaltung eines neutral absorbirenden Glases vor dem Spectroskope das Stickstoffspectrum auf die wenigen Doppellinien im Grün zu reduciren.

*) Philos. Trans. 1868, p. 529.

Während nach diesen Versuchen **Huggins** geneigt war, die Einfachheit des Stickstoffspectrums in den Nebeln durch ein besonderes Extinctionsvermögen des Weltraumes anzunehmen, sind von **Frankland** und **Lockyer***) Versuche angestellt worden, welche direct die Richtigkeit der Zöllner'schen Entwickelung beweisen, nach denen die Verminderung der Dichte den gewünschten Effect hervorbringt. **Frankland** und **Lockyer** sind zu folgenden Sätzen gelangt:

»1) Die von **Ångström** mit *h* bezeichnete Linie des Sonnenspectrums zeigt sich nicht im Wasserstoffspectrum, wenn man Elektricität von nur geringer Spannung anwendet. Die Erscheinung derselben zeigt deshalb eine relativ hohe Temperatur an.

2) Unter gewissen Druck- und Temperaturverhältnissen wird das sehr complicirte Spectrum des Wasserstoffes in unseren Instrumenten auf eine Linie reducirt, welche der Fraunhofer'schen Linie *F* entspricht.

3) Das ebenso complicirte Spectrum des Stickstoffes kann in derselben Weise auf eine grüne Linie reducirt werden, mit nur Spuren von stärker abgelenkten Linien.

4) Von einem Gemische der beiden Gase erhält man eine Combination der zwei Spectra, in welcher die relative Helligkeit der beiden grünen Linien sehr verschieden ist, je nachdem das eine oder andere Gas in der Mischung vorherrscht.

5) Wenn wir die Versuchsröhre weiter von der Spaltöffnung entfernten, so wurde das Combinationsspectrum auf diese zwei Linien beschränkt.

6) Temperaturverminderung brachte das Stickstoffspectrum vollständig zum Verschwinden; Temperaturerhöhung liess neue Linien erscheinen; bei diesem Temperaturwechsel blieb die grüne Wasserstofflinie stets sichtbar.«

Die Einfachheit der Nebelspectra kann hiernach nicht weiter befremdlich erscheinen, da sowohl die ausserordentlich geringe Dichtigkeit der die Nebelflecken zusammensetzenden Gase, als auch überhaupt die Lichtschwäche dieser Objecte, beide in demselben Sinne eine Reduction der complicirteren Spectra auf wenige Linien bedingen.

Bei vielen Nebeln, welche ein discontinuirliches Spectrum zeigen, ist gleichzeitig auch ein schwaches continuirliches beobachtet worden. Dasselbe tritt besonders im Orionnebel hervor, doch ist es mit Deutlichkeit auch bei planetarischen Nebeln beobachtet worden, so z. B. von **Vogel** in den Spectren von:

---

*) Proc. Royal Soc. Vol. XVII, p. 453.



G.C. 4234, *h* 1970 contin. von 480—570 $\mu\mu$
4373 — » » 450—530
4390, *h* 2000 » » 470—600.

In anderen recht hellen Nebeln ist dagegen keine Spur eines continuirlichen Spectrums gefunden worden.

Es scheint, dass die Maximalhelligkeit des continuirlichen Spectrums nicht im Gelb liegt, wie bei schwachen continuirlichen Spectren, die von glühenden festen oder flüssigen Körpern herrühren, sondern als wenn dieselbe nach dem Grün verschoben wäre, etwa in die Gegend der *b*-Linien. Vogel bemerkt ausdrücklich, dass das continuirliche Spectrum keine Spur einer etwaigen Auflöslichkeit zeige, während von Copeland*) und Huggins hervorgehoben wird, dass dasselbe sich in Linien aufzulösen scheine. Es ist keine Frage, dass der letztere Fall für eine Erklärung der Herkunft des continuirlichen Spectrums bedeutend günstiger liegt. Vogel bemerkt noch weiter, dass das continuirliche Spectrum vollständig den Anblick desjenigen eines schwachen Sternhaufens gewährt, bei welchem das Lichtmaximum auch nach dem Grün hin verschoben zu sein scheine.

Im Folgenden gebe ich eine Zusammenstellung aller derjenigen Nebelflecken, bezeichnet nach der Nummer des General-Catalog von Herschel, mit angenäherten Positionen, in denen die gasförmige Natur mit Sicherheit erkannt worden ist. Der grössere Theil der hier aufgeführten Nebel ist aus der Zusammenstellung von d'Arrest entnommen, einige wenige sind nach dem Verzeichnisse von Huggins ergänzt, eine weitere Anzahl von Angaben verdanke ich der gütigen Mittheilung von Herrn Professor Vogel; dieselben sind entnommen aus einer noch nicht abgeschlossenen und noch nicht zum Abdruck gelangten spectroskopischen Durchmusterung von Nebelflecken.

Nr. des General-Catal.	A.R. (1870)	δ (1870)	Bemerkungen	Nr. des General-Catal.	A.R. (1870)	δ (1870)	Bemerkungen
355	1h 26m	+ 30°0		1227	5h 35m	— 1°9	
385, 386	1 34	+ 50.9		1269	5 40	— 69.2	
581	2 32	+ 0.5		1532	7 21	+ 21.2	
600	2 36	— 0.6		1565	7 36	— 14.4	planet. Neb.
826	4 8	— 13.1	planet. Neb.	1567	7 36	— 17.9	»
1179	5 28	— 5.5	Orionnebel	1783	9 8	— 41.9	»
1180	5 28	— 4.9	*c* Orionis	1801	9 11	— 36.1	»
1183	5 29	— 6.0	*ι* »	1843	9 18	— 57.8	»
1185	5 29	— 5.4		2017	10 2	— 39.8	»
1225	5 35	+ 9.0	planet. Neb.	2076	10 14	— 62.0	»

*) Monthly Not. Bd. 48, p. 360.

Nr. des General-Catal.	A.R. (1870)	δ (1870)	Bemerkungen	Nr. des General-Catal.	A.R. (1870)	δ (1870)	Bemerkungen
2102	10h 19m	— 18°0	planet. Neb.	4403	18h 13m	— 16°2	
2197	10 40	— 58.9	η Argus	4447	18 49	+ 32.9	Ringnebel in
2343	11 7	+ 55.7	planet. Neb.				der Leyer
2581	11 44	— 56.5	»	4487	19 12	+ 6.3	planet. Neb.
2917	12 18	— 18.1		4499	19 25	+ 9.0	
4066	15 8	— 45.2	»	4510	19 37	— 14.5	»
4214	16 25	+ 50.9		4514	19 41	+ 50.2	»
4234	16 39	+ 24.1	»	4532	19 54	+ 22.4	Dumb-bell-
4284	17 10	— 51.6	»				Nebel
4302	17 21	— 23.6	Ringnebel	4572	20 17	+ 19.7	planet. Neb.
4314	17 30	— 23.8		4627	20 57	+ 54.1	
4355	17 54	— 23.0		4628	20 57	— 11.9	»
4361	17 56	— 24.4		4827	22 35	+ 60.6	
4373	17 59	+ 66.6	planet. Neb.	4936	23 13	+ 7.6	
4390	18 6	+ 6.8	»	4964	23 20	+ 41.8	»

Der Umstand, dass die sämmtlichen planetarischen Nebel ein Gasspectrum zeigen, hat zur Entdeckung mehrerer derselben geführt, deren Durchmesser so gering ist, dass sie bei oberflächlicher Betrachtung ohne starke Vergrösserung nicht als Nebel zu erkennen sind. Die folgenden planetarischen Nebel sind von Pickering*) mit Hülfe des Spectroskopes gefunden worden.

Planetarische Nebel.

A.R.	δ	A.R.	δ
17h 7m	~~— 1°82~~	19h 7m	+ 46°1
17 41	— 16.4	19 12	— 1.8
17 58	— 19.9	19 17	+ 1.3
18 5	— 19.1	19 29	+ 5.4
18 8	— 20.3	19 46	+ 48.7
18 56	— 0.6 .		

D'Arrest**) hat darauf aufmerksam gemacht, dass, während die Hauptmasse der Nebelflecken und Sternhaufen wesentlich von der Milchstrasse entfernt liegen, für die gasförmigen Nebel genau das Umgekehrte stattfindet, indem von den 32 ihm bekannten Gasnebeln 25 innerhalb der sichtbaren Milchstrasse liegen. Schon J. Herschel hat darauf hingewiesen, dass die grossen, unregelmässig gestalteten Nebel hauptsächlich in der Nähe der Milchstrasse liegen; da dasselbe für die planetarischen

*) Astron. Nachr., Bd. 103 u. 105.

**) Undersøgelser etc.

Nebel gilt, so spricht auch diese beiden Nebelclassen gemeinschaftliche Eigenthümlichkeit für die von Holden hervorgehobene Identität beider Nebelarten.

Wir müssen noch kurz auf eine Hypothese von E. J. Stone*) eingehen, nach welcher der Unterschied in den Nebelspectren, ob continuirlich oder discontinuirlich, hauptsächlich nur von der Entfernung des Objectes abhängt, sodass dasselbe Object je nach der Entfernung verschiedene Spectra zeigen würde.

Stone nimmt einen Sternhaufen an, in welchem die einzelnen Sterne mit sehr mächtigen Atmosphären umgeben sind, die eventuell mit einander in Verbindung stehen, so dass also gleichsam in einer Nebelmasse eine Anzahl von Sternen vertheilt ist.

In einer gewissen Entfernung von diesem Nebel wird das Licht der Sterne dasjenige der Gashüllen übertreffen, so dass das continuirliche Spectrum der Sterne das schwache Linienspectrum der Atmosphären überstrahlt. Entfernt man sich nun weiter von dem Nebel, so nimmt die Helligkeit der einzelnen Sterne proportional mit dem Quadrate der Entfernung ab, die scheinbare Helligkeit der Gasmasse aber bleibt nahe dieselbe, da in demselben Verhältnisse, wie deren Helligkeit abnimmt, die Grösse des auf den Spalt fallenden Theiles des Nebels zunimmt. Hieraus schliesst Stone, dass schliesslich eine Entfernung kommen müsse, bei welcher die hellen Linien das continuirliche Spectrum an Helligkeit übertreffen und daher sichtbar werden. Es sind von verschiedenen Seiten Einwürfe gegen diese Hypothese erhoben worden, der hauptsächliche Fehlschluss lässt sich leicht zeigen. Stone hat übersehen, dass in demselben Masse, wie die Helligkeit der Sterne abnimmt, die Menge der Sterne, welche ihr Licht in den Spalt senden, zunimmt. Wenn einmal in einer Entfernung, in welcher die Auflöslichkeit nicht mehr zu erkennen ist, das continuirliche Spectrum überwiegt, so findet dies auch für alle Entfernungen statt, auch noch, wenn der ganze Nebel punktförmig wird.

Auf diese Weise sollte erklärt werden, dass ein eigentlicher Unterschied zwischen Sternhaufen und Nebelflecken nicht existirt. Selbstverständlich konnte Stone als nächste Entfernungen hierbei nur schon so beträchtliche annehmen, dass die Sternhaufen optisch nicht mehr auflösbar erscheinen, ein Umstand, der ja gerade für den gegen die Stone'sche Hypothese zu erhebenden Einwurf sehr wichtig ist.

Vollständig anders liegt die Sache, wenn ein einzelner Stern mit einer mächtigen Nebelhülle umgeben ist. Hier kann der Fall eintreten,

*) Proc. Royal Soc., Vol. XXVI, p. 507.

dass in einer gewissen Nähe das continuirliche Spectrum des Sternes dasjenige der Gashülle überstrahlt, so lange die letztere nur ihrem kleinsten Theile nach ihr Licht auf den Spalt sendet. Wird die Entfernung schliesslich so gross, dass auch die Atmosphäre nur als Punkt erscheint, so kann leicht das umgekehrte Verhältniss eintreten. Wir werden hierauf noch genauer bei den Fixsternspectren zurückkommen.

Capitel V.

Die Fixsterne.

Es ist bereits darauf hingewiesen worden, dass Fraunhofer der Erste gewesen ist, der Planeten- und Fixsternspectra beobachtet und bei dieser Gelegenheit auch die typischen Verschiedenheiten der Fixsternspectra erkannt hat. Diese Resultate*) sind nur nebenbei erhalten, da der Hauptzweck der Untersuchungen darauf hinauslief, einen etwaigen Unterschied in der Brechbarkeit der von verschiedenen himmlischen Objecten kommenden Lichtstrahlen zu finden, um somit zur Entscheidung einer damals noch schwebenden Streitfrage, betreffend die verschiedene Refraction bei verschiedenen Gestirnen, beizutragen.

Mit Hülfe eines kleinen Theodolithen mit Objectivprisma hatte Fraunhofer erkannt, dass Venus und Mars dasselbe Spectrum zeigten wie die Sonne, dass dagegen Sirius ein durchaus anderes besitze, in welchem nur eine starke Linie im Grünblau zu erkennen war. Später, mit vollkommeneren Hülfsmitteln, Objectiv und Prisma von 4 Zoll Oeffnung, versehen, beschreibt Fraunhofer in seiner einfachen Weise seine erhaltenen Resultate folgendermassen: »Die Spectra vom Lichte des Mars und dem der Venus enthalten dieselben fixen Linien, wie das vom Sonnenlicht und genau an demselben Orte, wenigstens was die Linien *D*, *E*, *b* und *F* betrifft, deren relative Lage genau bestimmt werden konnte. Im Spectrum vom Lichte des Sirius vermochte ich nicht, in dem Orange und in der gelben Farbe fixe Linien wahrzunehmen; im Grünen dagegen ist ein sehr starker Streifen zu erkennen, und zwei andere ungemein starke Streifen sind im Blauen, die keiner der Linien vom Planetenlichte ähnlich zu sein scheinen; wir haben ihre Orte mit dem Mikrometer bestimmt. Castor gibt ein Spectrum, welches dem des Sirius gleicht; der Streifen im Grün hat, des schwachen Lichtes un-

*) Denkschriften der K. Akad. d. Wiss., Bd. V, 1817. — Gilberts Annalen, Bd. 74.

geachtet, Intensität genug, dass ich ihn messen konnte, und ich fand ihn genau an demselben Orte wie bei Sirius. Die Streifen im Blauen konnte ich zwar erkennen, doch war das Licht nicht stark genug, um ihren Ort zu bestimmen. Im Spectrum von Pollux erkannte ich viele, aber schwache fixe Linien, welche wie die der Venus aussahen. Ich sah die Linie *D* sehr gut; sie ist genau an dem Orte wie beim Planetenlicht. Capella gibt ein Spectrum, in welchem sich an den Orten *D* und *b* dieselben fixen Linien zeigen, als in dem aus Sonnenlicht. Das Spectrum von Beteigeuze enthält zahlreiche fixe Linien, die bei guter Luft scharf begrenzt sind, und wenn es gleich beim ersten Anblick keine Aehnlichkeit mit dem Spectrum der Venus zu haben scheint, so finden sich doch genau an den Orten, wo bei Sonnenlicht *D* und *b* sind, auch in dem Spectrum dieses Sternes ähnliche Linien. Im Spectrum von Procyon erkennt man mit Mühe einige Linien und nicht so deutlich, dass man mit Sicherheit ihre Orte bestimmen könnte. Ich glaube in Orange an dem Orte *D* eine Linie gesehen zu haben.«

Mit diesen kurzen Worten sind, wie wir bald sehen werden, die Hauptzüge der Verschiedenheiten in den Sternspectren vollständig richtig charakterisirt, und zwar in einer Weise, die noch heute gültig ist, wenn auch in Folge der erweiterten instrumentellen Hülfsmittel ein tieferes Eingehen in Einzelheiten möglich geworden ist.

Fraunhofer hat diese Untersuchungen zu einer Zeit angestellt, wo das Wesen der Spectralanalyse noch durchaus unbekannt war; der Erste, der nach Begründung der eigentlichen Spectralanalyse eine Classificirung der Fixsternspectra vorgenommen hat, ist Secchi.

Die Anfangsversuche einer Classificirung der Sternspectra durch Secchi*) sind in gewissem Sinne ein Rückschritt gegen Fraunhofer, indem Secchi nur zwei Classen unterscheidet, während bei Fraunhofer deutlich drei derselben ausgesprochen erscheinen (Sirius, Capella und α Orionis). Dafür tritt bei Secchi ein neuer Gesichtspunkt auf, indem er den Zusammenhang zwischen der Farbe der Sterne und ihrem Spectrum erkannt hat; er theilt die Sterne auch spectroskopisch in weisse und in gelb- oder rothgefärbte ein.

Hiernach besitzen die Spectra der gefärbten Sterne mehrere dunkle Bänder, besonders in dem weniger brechbaren Theile. Secchi rechnet zu dieser Classe hauptsächlich Sterne des jetzt mit III bezeichneten Typus: α Scorpii, α Orionis, β Pegasi, ferner solche, welche einem Uebergange vom zweiten zum dritten Typus angehören, nämlich α Tauri, α Bootis und β Ursae minoris. Wie Secchi dazu kommt, auch den

*) Comptes Rendus, Bd. 57 (1863).

Stern Algol in diese Classe zu rechnen, der weder gefärbt ist, noch ein derartiges Spectrum besitzt, ist unerfindlich.

Secchi gibt weiter an, dass die Positionen der Bänder in diesen Spectren gewöhnlich mit denjenigen im Sonnenspectrum übereinstimmen, speciell in Betreff der Fraunhofer'schen Hauptlinien *C*, *D*, *E*, *F*.

Die weissen Sterne zeigen nur wenige Bänder, von denen besonders *G* und *H**) nicht mit dem Sonnenspectrum übereinstimmen. Als Sterne, welche zu dieser Classe gehören, bezeichnet Secchi: Sirius, Rigel, β Scorpii, Castor, ζ und ε Ursae maj., α Lyrae und δ Orionis.

Die *F*-Linie findet Secchi in allen Sternspectren.

Im Jahre 1866**) fügte Secchi den beiden Classen noch eine dritte hinzu, so dass seine Eintheilung nunmehr lautete:

1. Classe. Gefärbte Sterne, als deren Typus α Orionis, α Scorpii, β Pegasi etc. aufzufassen sind, welche ein Spectrum mit sehr breiten Bändern besitzen.

2. Classe. Die weissen, schwach gefärbten Sterne, welche ein Spectrum mit feinen Linien besitzen. Arcturus, α Ursae maj., β Aquilae, Capella, Procyon etc.

3. Classe. Die blauen Sterne, deren Typus Sirius, Wega, α Aquilae ist. Charakteristisch ist für diese Sterne die starke *F*-Linie, sowie zwei andere starke Bänder im Violett (H_γ und H_δ); ausserdem besitzen sie noch sehr feine Linien, die aber nur bei den hellsten Sternen zu erkennen sind.

Im Jahre 1868 ergänzte Secchi diese drei Classen noch durch eine vierte, die ihm bis dahin entgangen war, weil nur Sterne der schwächeren Grössenclassen derselben angehören. Als Beispiel stellt er den Stern LL 12561 auf und charakterisirt diese vierte Classe folgendermassen: »Der wesentliche Charakter dieses Typus besteht darin, dass er ein Spectrum darbietet, welches aus drei hellen Bändern gebildet ist, welche durch dunkle Intervalle getrennt sind. Das hellste Band befindet sich im Grün, es ist gewöhnlich kräftig und sehr verbreitert. Ein anderes, viel schwächeres Band zeigt sich im Blau, aber dieses Band ist häufig nur sehr schwierig sichtbar. Das dritte Band befindet sich im Gelb und verbreitert sich nach dem Roth hin; dieses Band ist in mehrere andere getheilt.«

»Alle diese Bänder haben das Charakteristische, dass ihr Licht vom

---

*) In der Sonne tritt besonders die *G*-Gruppe hervor, in den weissen Sternen die in der Nähe gelegene H_γ-Linie.

**) Comptes Rendus, Bd. 63 (1866).

Violett aus zunimmt, bis sie plötzlich aufhören, während sie nach der anderen Seite hin ganz allmählich bis zu Schwarz abnehmen.«

Secchi hat übrigens, wenigstens späterhin, diesen Typus nicht so aufgefasst, wie es hiernach scheinen könnte, als ob thatsächlich helle Bänder bei den Spectren derselben vorkämen, sondern er hat die dunklen Zwischenräume ganz richtig als Absorptionsbänder im hellen, continuirlichen Spectrum erkannt.

Wir haben hiermit eine Darstellung der Secchi'schen Classification der Sternspectra gegeben, eine Eintheilung, die lange Jahre als einzige gültig gewesen ist, und die theilweise auch noch heute angewandt wird.

Secchi hat bei dieser Eintheilung der Fixsternspectra ursprünglich nur eine schematische Classification beabsichtigt, ist aber dann allmählich zur Ueberzeugung gelangt, dass dieselbe auch eine physikalische Bedeutung besitzt, die im Wesentlichen durch die verschiedene Temperatur, die auf den Sternen herrscht, gegeben ist. Doch lässt sich die Bemerkung nicht unterdrücken, dass seine Vorstellung von den physikalischen Zuständen auf den Fixsternen eine etwas unklare gewesen ist, wenigstens geht dies aus seinen eigenen Worten hervor*). Auch widersprechen sich häufig seine eigenen Angaben in Betreff der Charakterisirung der Typen, und Verwechselungen der Classen kommen mehrfach vor.

Trotzdem ist aber das Verdienst Secchis um diese Classification als ein sehr hohes anzuschlagen, da sie in ihren Grundzügen stets wird beibehalten werden müssen.

Eine Eintheilung der Fixsternspectra, von einheitlichen Gesichtspunkten ausgehend und im Grossen und Ganzen die Secchi'schen Typen beibehaltend, ist von H. C. Vogel**) im Jahre 1874 gegeben worden:

»Die einzige rationelle Classification der Sterne nach ihren Spectren dürfte erhalten werden, wenn man von dem Gesichtspunkte ausgeht, dass sich im Allgemeinen in den Spectren die Entwickelungsphase der betreffenden Weltkörper abspiegele. Es lassen sich dann drei ganz vorzüglich geschiedene Classen aufstellen, nämlich:

1) Sterne, deren Glühzustand ein so beträchtlicher ist, dass die in ihren Atmosphären enthaltenen Metalldämpfe nur eine überaus geringe Absorption ausüben können, so dass entweder keine oder nur äusserst zarte Linien im Spectrum zu erkennen sind. (Hierher gehören die weissen Sterne.)

---

*) Die Sterne. Grundzüge der Astronomie der Fixsterne von P. A. Secchi. Deutsche Ausgabe. Leipzig 1878.

**) Astron. Nachr. Bd. 84, Nr. 2000.

2) Sterne, bei denen ähnlich wie bei unserer Sonne, die in den sie umgebenden Atmosphären enthaltenen Metalle sich durch kräftige Absorptionslinien im Spectrum kundgeben (gelbe Sterne), und endlich

3) Sterne, deren Glühhitze soweit erniedrigt ist, dass Associationen der Stoffe, welche ihre Atmosphären bilden, eintreten können, welche, wie neuere Untersuchungen ergeben haben, stets durch mehr oder weniger breite Absorptionsstreifen charakterisirt sind (rothe Sterne).

Betrachten wir nun die Spectra der Sterne des dritten und vierten Secchi'schen Typus, so gehören sie jedenfalls beide unter die oben erwähnte dritte Classe und sind nur dadurch unterschieden, dass die Anordnung der dunklen Streifen im Spectrum eine andere ist, mit anderen Worten also der Unterschied lediglich in der abweichenden Zusammensetzung der die glühenden Körper umgebenden Atmosphäre zu suchen sein wird. Aus diesem Grunde scheint es mir gerathen, den vierten Typus Secchis, obgleich derselbe sich durch den Anblick vom dritten Typus gut unterscheidet, nicht als selbständige Classe bestehen zu lassen.

Ich erlaube mir, folgende Eintheilung, die unseren jetzigen Kenntnissen über die Spectra der Fixsterne entsprechen dürfte, vorzuschlagen:

Classe I.

Spectra, in welchen die Metalllinien nur äusserst zart auftreten oder gar nicht zu erkennen sind und die brechbareren Theile des Spectrums, Blau und Violett, durch ihre Intensität besonders auffallen.

a) Spectra, in denen ausser den sehr schwachen Metalllinien die Wasserstofflinien sichtbar sind und sich durch ihre Breite und Intensität auszeichnen (hierher gehören die meisten weissen Sterne, Sirius, Wega).

b) Spectra, in denen entweder einzelne Metalllinien nur ganz schwach angedeutet oder gar nicht zu erkennen sind und die Wasserstofflinien fehlen (β, γ, δ, ε Orionis).

c) Spectra, in denen die Wasserstofflinien hell erscheinen und ausser diesen Linien noch die Linie D_3, ebenfalls hell, sichtbar ist (bis jetzt ist nur β Lyrae und γ Cassiopejae bekannt).

Classe II.

Spectra, in denen die Metalllinien sehr deutlich auftreten. Die brechbareren Theile des Spectrums sind im Vergleich zur vorigen Classe matt, in den weniger brechbaren Theilen treten zuweilen schwache Bänder auf.

a) Spectra mit sehr zahlreichen Metalllinien, die besonders im Gelb und Grün durch ihre Intensität leicht kenntlich werden. Die

Wasserstofflinien sind meist kräftig, aber nie so auffallend verbreitert als bei Classe Ia, in einigen Sternen sind dieselben jedoch schwach, und bei solchen sind dann gewöhnlich in den weniger brechbaren Theilen durch zahlreiche dichtstehende Linien entstandene schwache Bänder zu erkennen (Capella, Arcturus, Aldebaran).

b) Spectra, in denen ausser dunklen Linien und einzelnen schwachen Bändern mehrere helle Linien auftreten (*T* Coronae, auch sind hierzu höchst wahrscheinlich die von Wolf und Rayet beobachteten Sterne im Schwan, sowie der Veränderliche *R* Geminorum zu rechnen, obgleich wegen der Lichtschwäche dieser letztgenannten Sterne wohl einzelne dunkle Bänder im Roth und Gelb beobachtet wurden, dunkle Linien jedoch nie vermuthet werden konnten).

Classe III.

Spectra, in denen ausser dunklen Linien noch zahlreiche dunkle Bänder in allen Theilen des Spectrums auftreten und die brechbareren Theile des Spectrums auffallend schwach sind.

a) Ausser den dunklen Linien sind in den Spectren Bänder zu erkennen, von denen die auffallendsten nach dem Violett dunkel und scharf begrenzt, nach dem Roth matt und verwaschen erscheinen (α Herculis, α Orionis, β Pegasi).

b) Spectra, in denen dunkle, sehr breite Bänder zu erkennen sind, deren Intensitätszunahme entgegengesetzt ist, wie bei der vorhergehenden Unterabtheilung, bei denen also die am stärksten hervortretenden Bänder nach dem Roth scharf begrenzt und am dunkelsten sind, nach dem Violett dagegen allmählich erblassen (bisher sind nur schwächere Sterne der Art bekannt: Schjell. Catal. rother Sterne Nr. 78, 152, 273 u. a. m.).«

Mit dieser natürlichen Classificirung der Sternspectra haben wir einen Aussichtspunkt errungen, von welchem aus sich die speciellen Resultate der Spectralanalyse der Fixsterne übersichtlich betrachten lassen. Es sollen daher im Folgenden die Fixsternspectra nach ihren Classen und Unterabtheilungen getrennt betrachtet werden, soweit dies bei den allmählichen Uebergängen ohne Zwang möglich ist.

Die hauptsächlichsten Untersuchungen sind von Secchi, Huggins, H. C. Vogel, Dunér etc. angestellt und beziehen sich wesentlich auf den sichtbaren Theil des Spectrums, etwa von *C* bis *F*. Ausserdem sind photographische Aufnahmen vorhanden von Huggins, Draper und Pickering, die zum Theil sich weit in das Ultraviolett erstrecken und Special-

untersuchungen der Theile von *F* bis *H* von mir, die zur Zeit noch nicht abgeschlossen und publicirt sind.

Mit Ausnahme specieller Untersuchungen von besonders auffallenden Spectren brauchen wir auf die Arbeiten Secchis nicht zurückzugreifen, da dieselben ihrem Hauptheile nach durch die Aufstellung der Spectraltypen erledigt sind.

Die Spectra der Classe Ia.

Das Charakteristische dieser Classe der weissen Sterne ist die ausserordentlich starke Wasserstoffabsorption gegenüber derjenigen der übrigen Metalle. Man würde hiernach als typische Sterne dieser Classe solche zu nehmen haben, die ausser dem Wasserstoff überhaupt keine anderen Linien aufzuweisen haben, indem man das Auftreten von Metalllinien als die ersten Anfänge des Ueberganges zur zweiten Spectralclasse zu bezeichnen hätte.

Für gewöhnlich werden Sirius oder Wega als Exempel für diese Classe aufgeführt; gerade diese Sterne aber zeigen schon recht viele Linien, und man wird daher besser solche nehmen, wie α Leonis, β Librae und α Ophiuchi, in welchen nach meinen Untersuchungen in der Gegend von *F* bis *H* überhaupt keine anderen als die Wasserstofflinien auftreten. Ob die Natriumlinien in den Spectren dieser Sterne vorhanden sind, ist nicht bekannt, jedenfalls sind die Magnesiumlinien nicht zu erkennen. Das Aussehen der Wasserstofflinien, ihre mehr oder weniger starke Verwaschenheit, ist auf photographischen Aufnahmen ungleich besser zu erkennen als bei directem Anblicke, und deshalb können nur die ersteren mit Sicherheit hierüber entscheiden.

Je breiter und verwaschener die Wasserstofflinien erscheinen, um so dichter oder vielmehr massiger ist die Atmosphäre der betreffenden Sterne anzunehmen. Sehr breit treten diese Linien bei Sirius und Wega auf, am breitesten von allen hellen Sternen dürften sie wohl bei α Geminorum sein. Bei derartigen Vergleichungen ist es durchaus nothwendig, nur dieselben Wasserstofflinien heranzuziehen, da die verschiedenen Wasserstofflinien in recht verschiedener Stärke auftreten können und auch wirklich aufzutreten scheinen, ein Phänomen, welches durchaus nicht in Widerspruch mit dem Kirchhoff'schen Gesetze steht. Bei der Vergleichung der Wasserstofflinien in den verschiedenen Sternen (bei photographischen Aufnahmen) stellt sich sofort eine sehr bemerkenswerthe Verschiedenheit insofern heraus, als die Absorption bei den einzelnen Sternen eine sehr ungleich starke ist. Trotz der grossen Breite der Wasserstofflinien ist z. B. bei Castor selbst die Mitte der Linien niemals vollständig dunkel, vielmehr findet auch hier noch eine beträchtliche Lichtwirkung statt; ein ähnliches Verhalten zeigt z. B.

auch α Virginis, während bei anderen Sternen, wie α Ophiuchi, α Coronae und α Pegasi eine merkliche Lichtwirkung in der Mitte der Linien, obgleich dieselben an und für sich schmäler sein können, nicht zu constatiren ist. Diese Erscheinung kann sich so steigern, dass, wie dies z. B. bei ζ Orionis stattfindet, die Wasserstofflinien trotz grosser Breite nur mit Mühe sichtbar sind. Eine Erklärung hierfür ist auf zwei Wegen möglich. Nach den Untersuchungen Kirchhoffs ist die Absorption eines Gases um so geringer, je kleiner der Temperaturunterschied dieses Gases gegen den dahinter befindlichen leuchtenden Körper ist, welcher das continuirliche Spectrum liefert. Auf unseren Fall angewendet, würde also folgen, dass in den Sternen mit starker Absorption die Atmosphären sehr kühl sind, dass es ferner Sterne mit relativ immer heisseren Atmosphären gibt, bis schliesslich sogar die Atmosphäre heisser wird als der Kern, in welchem Falle man bei den Sternen der Classe Ic angelangt sein würde, in deren Spectrum die Wasserstofflinien hell erscheinen.

Dieser Schluss scheint, besonders in seinen letzten Consequenzen, etwas sehr gewagt, wenn man die grosse Ausdehnung bedenkt, welche die Atmosphären der Sterne des ersten Typus besitzen müssen.

Eine zweite Erklärung, die weit mehr Wahrscheinlichkeit für sich hat, führt zu genau demselben Resultate. Die Breite der Linien lehrt, dass die Wasserstoffatmosphären der betreffenden Himmelskörper eine grosse Ausdehnung besitzen. Würde man dem Sterne so nahe sein, dass es möglich wäre, auf dem Spalte des Spectroskopes ein Bild des Sternes von merklichem Durchmesser zu erzeugen, so würden sich im Spectrum desselben jedenfalls die Wasserstofflinien von einer absoluten Schwärze zeigen. Besitzt aber der Stern eine sehr ausgedehnte Atmosphäre, so geben diejenigen Theile derselben, welche über die scheinbare Scheibe des Kerns herausragen, ein Wasserstoffspectrum mit hellen Linien. In dem punktförmigen Bilde des Sternes, wie wir es nur erhalten können, sind demnach beide Spectra, das Absorptionsspectrum des Wasserstoffes und das Emissionsspectrum desselben über einander gelagert. Das letztere hebt das erstere zum Theil auf und kann es schliesslich sogar, wie dies bei den Sternen der Classe Ic der Fall sein wird, überstrahlen.

Im ultravioletten Theile der Spectra der ersten Classe wurde zuerst von Huggins*) eine ganze Reihe starker dunkler Linien gefunden, deren Anblick völlig mit demjenigen der Wasserstofflinien übereinstimmt, und deren Wellenlängen die folgenden sind:

*) On the Photographic Spectra of Stars. Philos. Trans. Royal Soc. 1880. Part. II.

μμ		μμ	
434.0	$H\gamma$	376.75	δ
410.1	H_δ	374.55	ε
396.8	H_1	373.0	ζ
388.75	α	371.75	η
383.4	β	370.75	Θ
379.5	γ	369.9	ι

Die Ausmessung der Draper'schen*) Spectralaufnahmen von *α* Lyrae und *α* Aquilae hat dieselbe Reihe der starken Linien ergeben, doch erreichen zum Theil die Unterschiede in der Wellenlängenbestimmung recht beträchtliche Werthe; das folgende Täfelchen enthält eine Vergleichung der beiden Beobachtungsreihen.

Huggins	Draper *α* Aquilae	Draper *α* Lyrae	Huggins	Draper *α* Aquilae	Draper *α* Lyrae
369.9	—	—	379.5	379.8	379.9
370.8	—	—	383.4	383.5	383.5
371.7	—	372.8	388.8	388.7	388.8
373.0	373.8	373.8	396.8	396.7	396.7
374.5	375.4	375.3	410.1	410.2	410.2
376.8	377.3	377.3	434.0	433.9	433.7

Mit der abnehmenden Wellenlänge nimmt sowohl die Distanz dieser Linien als auch ihre Breite ab, schon dieser Umstand macht es wahrscheinlich, dass diese Linien demselben Stoffe und zwar dem Wasserstoffe zuzuschreiben sind; von J. Stoney**) ist auch eine gewisse einfache Relation zwischen den Wellenlängen dieser Linien nachgewiesen worden, deren Wiedergabe indessen die Grenzen dieses Buches überschreiten würde. Dass diese Linien dem Wasserstoff angehören, ist durch die Untersuchungen H. W. Vogels***) nunmehr als bewiesen anzunehmen, da in dessen photographischer Aufnahme des Wasserstoffspectrums die Linien bis 379.5 identisch mit den Huggins'schen Sternlinien sind. Weiter ins Ultraviolett hinein erstreckt sich die Vogel'sche Aufnahme nicht.

Die genaueste Bestimmung der Wellenlängen dieser Linien rührt von Cornu†) her. Derselbe findet folgende Werthe:

*) Researches on Astronomical Spectrum-Photography by the late Professor Henry Draper by C. A. Young and E. C. Pickering. Cambridge 1884.

**) Huggins, Photogr. Spectra of Fixed Stars etc.

***) Ueber die neuen Wasserstofflinien, die Spectra der weissen Fixsterne und die Dissociation des Calciums. Monatsber. d. K. Preuss. Akad. d. Wiss. 1880, p. 192.

†) Journ. de Phys. (10) 5, 341—354.

h	410.10 $\mu\mu$	δ	376.94 $\mu\mu$
H	396.89	ε	374.98
α	388.78	φ	373.36
β	383.45	η	372.06
γ	379.69	ϑ	371.07

Es sind diese Werthe auf das Ångström'sche System bezogen, da eine genauere Reduction auf das Potsdamer System in diesem Theile des Spectrums nicht möglich ist.

Obgleich Huggins Aufnahmen erhalten hat, die sich z. B. bei α Lyrae bis zur Wellenlänge 270 $\mu\mu$ erstrecken, sind stärkere Linien jenseits der oben gegebenen in diesen Theilen nicht mehr zu erkennen. Die Reihe der Wasserstofflinien bricht mit der Linie ι, 369.9 $\mu\mu$ ab.

Die im Allgemeinen zutreffende Deutung der Sterne der Spectralclasse Ia, dass ausser den starken Wasserstofflinien die Linien der übrigen Metalle nur sehr zart und fein auftreten, erfährt insofern eine Ausnahme, als in den Fällen, wo nur eine oder die andere Metalllinie vorhanden ist, diese sehr breit und verwaschen erscheint, vollständig ähnlich den Wasserstofflinien, meistens nur sehr matt. Ueber das Verhalten der Spectra in dieser Beziehung im sichtbaren Theile bis *F* ist nichts bekannt, und es bezieht sich diese Bemerkung nur auf den Theil von *F* bis *H*. Auf dieser Strecke ist bei einigen Sternen, z. B. α Andromedae, α Coronae, β Leonis u. a., eine sehr verwaschene Linie zu erkennen, deren Wellenlänge ich zu 448.14 $\mu\mu$ bestimmen konnte, die also mit der Sonnenlinie von mittlerer Stärke 448.141 $\mu\mu$ coincidirt und sehr wahrscheinlich dem Magnesium angehört.

Bei den helleren Orionsternen des ersten Typus ist sie verwaschen nur bei γ Orionis vorhanden und ziemlich scharf bei β Orionis. Bei allen diesen Orionsternen tritt aber eine neue Linie*) auf, die bei γ Orionis und β Orionis gleichzeitig mit der Mg-Linie vorhanden ist, bei den übrigen aber als isolirte Linie. Die Wellenlänge dieser Linie konnte sehr genau zu 447.136 $\mu\mu$ bestimmt werden. An dieser Stelle befindet sich im Sonnenspectrum keine Linie; sie wird voraussichtlich einem Stoffe angehören, dessen Atomgewicht sehr gering ist, und der auf unserer Sonne nicht vorkommt, und dessen Verhalten ähnlich wie Wasserstoff sein dürfte. Auffallend ist der Umstand, dass sie unter allen bisher untersuchten hellen Sternen der ersten Classe nur bei den Orionsternen und ausserdem noch bei Algol auftritt.

Wie wir gesehen haben, ist im Spectrum des Orionnebels von

*) J. Scheiner, Untersuchungen über die Sternspectra vom I. Typus auf Grund von photographischen Aufnahmen. Sitzungsber. d. K. Akad. d. W. Berlin. 1890. p. 143.

Copeland eine schwache Linie bei der Wellenlänge 447.6 $\mu\mu$ gefunden worden. Da die Unsicherheit in der Bestimmung dieser Linie mindestens auf $\pm$ 0.5 $\mu\mu$ zu schätzen ist, so ist es sehr wahrscheinlich, dass sie mit der oben erwähnten unbekannten Linie in den Orionsternen identisch ist. Der durch das gemeinsame Auftreten dieser sonst augenscheinlich nur selten vorkommenden Linie documentirte physikalische Zusammenhang zwischen den genannten Orionsternen würde hiermit auch auf den Orionnebel auszudehnen sein. Die Entfernung des letzteren wäre demnach entgegen früheren Vorstellungen noch viel kleiner zu schätzen, als es nach den neuesten Untersuchungen von Huggins (siehe pag. 249) bereits zu geschehen hätte, welche einen Zusammenhang der Sterne des Trapezes mit dem Nebel wahrscheinlich gemacht, jedenfalls nachgewiesen haben, dass in ihrer nächsten Umgebung die Nebelmaterie in verdichtetem Zustande vorhanden ist.

Wenn wir von diesen beiden Linien absehen, sind in den Spectren der Classe Ia thatsächlich die Linien aller anderen Stoffe nur sehr zart, und es finden sich nun von dem ersten Erscheinen dieser Linien bis zum allgemeinen Vorherrschen derselben alle Stufen des Ueberganges zur Classe IIa.

Als ein Spectrum, welches sich den reinen Typen der Classe Ia zunächst anschliessen dürfte, ist dasjenige von α Lyrae zu betrachten.

Huggins hat bereits im Jahre 1863 in dem Spectrum von α Lyrae eine Reihe feiner Linien erkannt, so z. B. die *D*-Linie, die *b*-Gruppe; er gibt an, dass das Spectrum ebenso reich an Linien sei, wie dasjenige von Sirius, eine Bemerkung, die jedoch wohl nach neueren Untersuchungen an photographischen Spectren nicht ganz zutreffen dürfte. In den photographischen Aufnahmen dieses Sternes von Huggins findet sich ausser den typischen Wasserstofflinien nur eine feine Linie bei der Wellenlänge 393.3 $\mu\mu$, also bei K (oder H_2); ausserdem vermuthete Huggins noch eine solche bei 394.5 $\mu\mu$. Auch H. C. Vogel*) hat wesentlich nur die *D*- und *b*-Linien erkennen können. In dem photographischen Spectrum von α Lyrae von F bis H sind eine grössere Anzahl meist ganz ausserordentlich schwacher Linien zu erkennen, die vorwiegend dem Eisen und dem Calcium anzugehören scheinen.

Die nächste Stufe würde durch Sirius bezeichnet werden, in dessen Spectrum die Metalllinien zwar noch alle schwach sind, aber doch schon merklich stärker auftreten als bei α Lyrae, auch ihre Anzahl ist grösser und in ihrer Gruppenbildung ist schon eine gewisse Aehnlichkeit mit den hervorragendsten Gruppen des Sonnenspectrums zu erkennen. Vogel und Huggins haben die Natrium- und Magnesiumlinien mit Sicherheit

*) Bothkamper Beob. Bd. I.



erkannt und gemessen; nach **Huggins** ist auch die *E*-Linie, dem Eisen angehörend, auf Sirius vorhanden.

Im Folgenden gebe ich ein Verzeichniss der Linien, welche ich im photographischen Spectrum des Sirius von der Wellenlänge 404 bis 467 $\mu\mu$ messen konnte. Die zweite Columne enthält die gemessenen Wellenlängen, die dritte die entsprechenden Linien des Sonnenspectrums, nebst Angabe ihrer Stärke, sowie eventuelle Bemerkungen über das betreffende Metall.

Nr.	Sirius	Sonne
1	404.60	404.618 (10) *Fe*
2	406.39	406.388 (9) *Fe*
3	407.19	407.191 (9) *Fe*
4	410.20	410.200 (9) *H*
5	412.82	412.795 (6) *Fe*
6	413.09	413.094 (4)
7	413.23	413.231 (9) *Fe, Ca?*
8	414.41	414.371 (7) *Fe* u. 414.414 (9) *Fe, Ca?*
9	417.95	417.957 (7)
10	418.20	418.200 (8) *Fe*
11	418.80	418.731 (8) *Fe* u. 418.802 (9) *Fe, Ca?*
12	419.17	419.125 (7) *Fe*
13	419.59	419.584 (5) *Fe*
14	419.84	419.846 (9) *Fe*
15	420.23	420.227 (9) *Fe*
16	421.61	421.574 (9) u. 421.645 (6) *Fe, Ca?*
17	421.99	421.959 (8) *Fe*
18	422.25	422.245 (7) *Fe*
19	422.60	422.569 (6) u. 422.625 (5) *Fe? Ca?*
20	422.77	422.767 (7) *Fe*
21	423.36	423.387 (7) *Fe, Ca?*
22	423.62	423.621 (9) *Fe*
23	423.93	423.910 (7) *Fe*
24	424.30	424.298 (5)
25	425.04	425.045 (8) *Fe*
26	425.11	425.113 (9) *Fe*
27	425.32	425.305 (4)
28	425.47	425.468 (9)
29	425.84	425.860 (5)
30	426.08	426.084 (9) *Fe*
31	426.24	426.233 (5)
32	427.21	427.154 (8) *Fe* u. 427.217 (9) *Fe*
33	427.39	427.378 (6) u. 427.425 (6)
34	427.57	427.591 (6)
35	427.87	427.866 (5)
36	428.47	428.467 (5)
37	428.85	428.842 (5) u. 428.863 (5)
38	429.05	429.049 *Ca?*
39	429.46	429.464 (6) *Fe*
40	429.70	429.718 (5)
41	430.05	430.060 (5)
42	430.23	430.237 (4)
43	430.35	430.341 (3) *Ca?*
44	430.84	430.840 (8) *Fe*
45	431.34	431.338 (6)
46	431.55	431.556 (8) *Fe*
47	432.62	432.622 (10) *Fe*
48	433.73	433.735 (6) *Fe*
49	434.07	434.071 (9) *H*
50	434.65	434.655 (3)
51	434.77	434.787 (4)
52	435.22	435.223 (7)
53	437.02	437.022 (6) *Fe*
54	437.52	537.534 (6)
55	438.40	438.396 (8) *Fe*
56	438.59	438.576 (6)
57	439.11	439.134 (6)
58	439.41	439.382 (4) u. 439.440 (5)
59	439.54	439.533 (7)
60	440.00	440.000 (6)
61	440.50	440.499 (8) *Fe*
62	441.70	441.687 (6)
63	444.27	447.270 (6) *Fe*
64	445.55	445.569 (5) *Ca?*
65	446.86	446.879 (6)
66	447.63	447.627 (6) *Fe*
67	448.15	448.141 (5) *Mg*
68	449.15	449.163 (5)
69	450.15	450.150 (6)
70	450.85	450.853 (5)
71	451.55	451.563 (5)
72	451.82	451.829 (4)
73	452.05	452.050 (5)
74	452.30	452.296 (6)

Nr.	Sirius	Sonne	Nr.	Sirius	Sonne
75	452.91	452.894 (7) *Fe*	84	457.68	457.666 (5) *Ca?*
76	453.43	453.429 (5)	85	458.40	458.417 (6)
77	454.20	454.183 (4)	86	458.84	458.856 (5) *Ca? Mg?*
78	454.71	454.728 (5)	87	459.29	459.295 (7) *Fe*
79	454.99	454.990 (6)	88	463.92	463.924 (1)
80	455.40	455.434 (6)	89	465.01	465.002 (3)
81	455.63	455.633 (5) *Fe*	90	465.47	465.482 (7) *Fe*
82	455.90	455.896 (4)	91	466.79	466.820 (5) *Fe*
83	457.23	457.231 (7)			

Bei diesen sehr schwachen Linien sind Intensitätsunterschiede nur schwierig zu constatiren, doch steht fest, dass im Allgemeinen die Intensitätsverhältnisse andere sind als auf der Sonne. Es kommen im Siriusspectrum zwar vorwiegend die stärkeren Sonnenlinien vor, keineswegs aber alle, dafür erscheint manche schwache Sonnenlinie deutlich bei Sirius.

Von den 91 Linien des vorstehenden Verzeichnisses gehört fast die Hälfte, nämlich 38, dem Eisenspectrum an, und zwar nur den stärkeren Linien dieses Metalles, obgleich auch manche starke Eisenlinie im Siriusspectrum fehlt.

Derartige Unterschiede können nicht auffallen, da der Eisendampf auf dem Sirius wahrscheinlich sich in ungleich höherer Temperatur befindet als auf der Sonne. Von den übrigen Metallen scheint Calcium vorzukommen; die Magnesiumlinie bei 448.14 $\mu\mu$ ist scharf wie die übrigen Linien.

Dieses Verhalten der Magnesiumlinie zeigt sich, wie bereits bemerkt, bei allen Sternen des Typus Ia. Ist sie allein vorhanden, so ist sie sehr breit und matt, treten andere scharfe Linien auf, so ist auch sie scharf.

Als letzte Uebergangsstufe zur Classe IIa würde Procyon zu bezeichnen sein. Während bei α Lyrae und Sirius die Wasserstofflinien sehr stark und verwaschen sind, sind sie bei Procyon bedeutend schmäler und nähern sich schon im Aussehen den Wasserstofflinien des Sonnenspectrums. Die Metalllinien sind reichlich und kräftig vorhanden, ihre Intensitätsunterschiede gleichen schon denjenigen im Sonnenspectrum. Das Procyonspectrum erscheint demnach als Sonnenspectrum, in welchem die Wasserstofflinien stärker, die übrigen Linien etwas schwächer sind; alle Gruppen des letzteren treten im ersteren deutlich hervor. Auch ist die Farbe Procyons schon eine merklich gelbe

In den Spectren des Typus Ia ist der blaue und violette Theil des continuirlichen Spectrums äusserst intensiv, entsprechend der wahrscheinlich sehr hohen Temperatur der betreffenden Sterne, sowie dem

Mangel allgemeiner Absorption in diesen Theilen. Diese Intensität lässt sehr merklich nach, sobald man sich der zweiten Classe nähert: ein Theil dieser Abnahme ist indessen, besonders bei Anwendung schwächerer Dispersionen, nur ein scheinbarer, hervorgerufen durch die elective Absorption der nicht mehr im Einzelnen zu erkennenden schwächeren Linien, deren Anzahl besonders im Blau und Violett sehr zunimmt.

Ein besonders interessantes Spectrum gewährt α Aquilae. Nach Huggins, Vogel und Draper enthält dasselbe ausser den starken Wasserstofflinien feine Metalllinien, die mit denen des Sonnenspectrums übereinstimmen, insofern würde das Spectrum dieses Sternes etwa genau zusammenfallen mit Sirius oder Wega. Bei starker Dispersion erscheinen aber diese Linien, wenigstens im Theile von F bis H, als ganz breite und matte Bänder, deren hellere Zwischenräume meist schmäler sind, als die Bänder selbst, so dass der Eindruck verwaschener heller Linien entsteht. Durch Messung kann man sich überzeugen, dass diese Bänder identisch mit den hervorragendsten Gruppen des Sonnenspectrums sind, die wegen geringer Intensität nicht in die einzelnen Linien auflösbar sind. Ich habe für einige der Bänder die folgenden Wellenlängen bestimmen können:

420.0 $\mu\mu$	430.0—432.3 G-Gruppe
421.6	432.6
422.7	434.5
423.6	437.0
425.0	437.6
426.1	438.4
427.3	444.3
428.2	448.3
429.0	453.6

Man erhält den vollständigen Anblick dieses Spectrums, wenn man ein etwas matt gezeichnetes Sonnenspectrum aus so grosser Entfernung betrachtet, dass die einzelnen Linien nicht mehr zu erkennen sind.

Es ist keine Frage, dass α Aquilae das vollständige Spectrum des zweiten Typus besitzt, dass zwar die Absorptionen ausserordentlich schwach sind, die Zusammensetzung der absorbirenden Schicht auf α Aquilae, der seinem ganzen Charakter nach zum ersten Typus gehört, aber mit derjenigen auf unserer Sonne sehr nahe identisch ist, und ich glaube, dass diese Erscheinung einer der schönsten Beweise für die Möglichkeit eines zeitlichen Ueberganges des ersten in den zweiten Spectraltypus ist.

Noch einige andere helle Sterne zeigen Andeutungen der eben beschriebenen Art, jedoch so schwach, dass ein Messen unmöglich wird, bei β Leonis ist indessen dieselbe Erscheinung mit Sicherheit zu constatiren.

Die Spectra der Classe Ib.

Die Charakterisirung dieser Unterabtheilung der ersten Classe lautet in der ursprünglichen Fassung: »Spectra, in denen entweder einzelne Metalllinien nur ganz schwach angedeutet oder gar nicht zu erkennen sind und die Wasserstofflinien fehlen.« Auf Grund der in Potsdam erhaltenen Spectralaufnahmen dieser Sterne hat H. C. Vogel*) diese Fassung in die folgende umgeändert: »Spectra, in denen entweder einzelne Metalllinien nur ganz schwach angedeutet oder gar nicht zu erkennen sind und die starken Wasserstofflinien der Classe Ia fehlen.«

Nach späteren, mit einem verbesserten Apparate erhaltenen Aufnahmen scheint indessen auch diese Charakteristik noch nicht die umfassendste zu sein, und ich komme zu der folgenden: »Spectra, in denen die Wasserstofflinien und die wenigen Metalllinien alle von nahe gleicher Breite und scharfer Begrenzung erscheinen.«

Diese Fassung entspricht vollständig dem Anblicke der betreffenden Sternspectra und lässt zugleich, wie wir weiter unten zeigen werden, eine physikalische Deutung zu, welche die Sterne wesentlich von den anderen des ersten Typus unterscheidet.

Speciellere Untersuchungen über Sterne dieser Abtheilung sind mir nicht bekannt; es liegen nur Bemerkungen von Vogel, Dunér, Hasselberg und den Greenwicher Beobachtern vor, nach welchen die Wasserstofflinien nur mit grösster Mühe zu erkennen sind.

Von helleren Sternen gehören in diese Abtheilung nur β Orionis, ε Orionis und α Cygni; die übrigen Orionsterne, wie z. B. ζ Orionis, gehören zur Classe Ia. Der Umstand, dass bei ζ Orionis die Wasserstofflinien nicht oder kaum zu sehen sind, rührt von der bereits erwähnten Superposition des Emissionsspectrums über das Absorptionsspectrum her; die Wasserstofflinien sind sehr matt, aber sehr breit und verwaschen.

Im Spectrum von β Orionis konnte ich die folgenden Linien messen:

*) Astron. Nachr. Bd. 119. p. 97.

Nr.	β Orionis μμ	Sonne	Nr.	β Orionis μμ	Sonne
1	402.66	—	11	422.77	—
2	410.20	410.200 (9) *H*	12	434.07	434.071 *H*
3	412.12	—	13	434.95	—
4	412.83	412.836 (6)	14	438.85	—
5	413.10	—	15	444.96?	—
6	414.21	414.211 (6)	16	447.14	—
7	414.38	414.371 (7) *Fe*	17	448.14	448.141 *Mg*
8	417.90	417.910 (6)	18	450.97?	—
9	422.74?	— *Ca?, Fe?*	19	455.08	—
10	422.31	—	20	458.96	—

Wie schon bemerkt, sind die Linien sehr nahe von derselben Breite, dagegen ist ihre Intensität eine sehr verschiedene. Die beiden mehrfach besprochenen Linien 447.14 und 448.14 μμ sind mindestens von derselben Intensität wie die Wasserstofflinie H_γ.

Die meisten Linien lassen sich nicht mit Sicherheit mit Linien des Sonnenspectrums identificiren; ausser Wasserstoff und Magnesium scheint noch Eisen vorhanden zu sein.

Das Spectrum von ε-Orionis ist viel linienärmer als dasjenige von β. Die Magnesiumlinie fehlt, dagegen ist die unbekannte Linie 447.14 μμ sehr kräftig vorhanden.

Von besonderem Interesse für das Studium der Classe Ib ist das Spectrum von α Cygni. Die wahre Natur dieses Spectrum scheint früher nicht erkannt worden zu sein, indem Huggins und Vogel wohl angeben, dass dasselbe viele Metalllinien enthalte, es aber nicht vom Spectrum von Sirius und Wega unterscheiden.

Die folgende Tabelle enthält die Wellenlängen der Linien, welche ich im Spectrum von α Cygni messen konnte. In der dritten Columne ist die Intensität der Linien mit den Zahlen von 1 bis 6 im aufsteigenden Sinne angegeben. Da die Linien alle sehr nahe dieselbe Breite besitzen, so beziehen sich diese Zahlen thatsächlich auf die Intensität und nicht auf die Stärke der Linien. Die vierte Columne enthält die zunächstliegenden Linien des Sonnenspectrums, nebst Angabe der Stärke und eventuell des entsprechenden Metalles.

Nr.	α Cygni μμ	I	Sonne	Nr.	α Cygni μμ	I	Sonne
1	423.29 :	6!	423.307 (4)	6	427.217	1	427.217 (9) *Fe*
2	424.307	3	424.307 (4)	7	427.393	2	427.378 (6) oder 427.425 (6) *Fe*
3	424.723	2	424.714 (7)	8	427.613	2	427.591 (6) *Fe*
4	425.863	2	425.860 (5) *Fe*	9	428.465	1	428.476 (5)
5	426.250	2	426.233 (5)	10	428.840	2	428.842 (5) oder 428.863 (5) *Fe*

Nr.	W.L. α Cygni	I	Sonne	Nr.	W.L. α Cygni	I	Sonne
11	429.078	4	429.077 (5) *Fe*	37	445.081	1	445.081 (6) *Fe*
12	429.464	4	429.464 (6) *Fe*	38	446.405	1	?
13	429.718	4	429.718 (5)	39	446.838	4	?
14	430.062	5	430.060 (5)	40	447.305	1	447.305 (6)
15	430.378	5	430.364 (4)	41	448.123	6!	448.141 (3) *Mg*
16	430.840	4	430.840 (8) *Fe*	42	448.910	2	448.914 (3)
17	431.350	3	431.338 (6)	43	449.065	3	?
18	431.550	3	431.556 (8) *Fe*	44	449.170	5	449.163 (4)
19	432.153	1	432.140 (4)	45	450.150	3	450.150 (6)
20	432.622	1	432.622 (10) *Fe*	46	450.853	5	450.853 (5) *Fe*
21	433.830	2	433.821 (5) oder 433.855 (4) *Fe*	47	451.550	4	451.563 (5) *Fe*
22	434.071	6	434.071 (9) *H*	48	452.045	4	452.050 (5) *Fe*
23	435.223	6	435.223 (7)	49	452.296	5	452.296 (6) *Fe*
24	435.500	1	435.495 (4)	50	453.435	4	453.429 (5)
25	435.790	1	435.791 (4)	51	454.193	2	454.183 (4)
26	436.805	1	436.805 (7) *Fe*	52	454.990	6	454.990 (6) *Fe*
27	436.995	2	436.988 (4) oder 437.022 (6) *Fe*	53	455.633	4	455.633 (5) *Fe*
28	437.485	2	437.492 (6) *Fe*	54	455.900	4	455.896 (4)
29	438.580	4	438.576 (6) *Fe*	55	455.965	3	?
30	439.085	2	439.088 (5) *Fe*	56	456.425	2	456.407 (5)
31	439.533	4	439.533 (7) *Fe*	57	457.251	3	457.231 (7)
32	440.000	2	440.000 (6)	58	457.700	2	?
33	440.500	1	440.499 (8) *Fe*	59	458.403	5	458.417 (6) *Fe*
34	441.700	5	441.687 (5)	60	458.840	2	458.856 (5)
35	443.335	1	443.286 (5) *Fe* od. 443.353 (6) *Fe*	61	459.29 :	1	459.295 (7) *Fe*
36	444.390	5	444.418 (6)	62	463.09 :	4	463.045 (5) *Fe*

Diese Zahlen zeigen deutlich, dass trotz des Linienreichthums das Spectrum von α Cygni gar keine Aehnlichkeit mit demjenigen der Sonne besitzt. Es gelingt zwar, die meisten Linien mit solchen des Sonnenspectrums in Bezug auf ihre Lage zu identificiren, indessen ist vielen solcher Identificirungen kein Werth beizulegen, da in Bezug auf die Intensität keine Uebereinstimmung besteht.

Die *Mg*-Linie bei 448.1 μμ ist die stärkste des ganzen Spectrums, und auch von den übrigen treffen gerade die stärkeren Linien meist nur mit schwächeren des Sonnenspectrums zusammen. An dem Vorkommen vieler Eisenlinien kann wohl kein Zweifel herrschen; aber auch hier zeigt sich die eigenthümliche Erscheinung, dass durchaus nicht die stärksten Eisenlinien auftreten, sondern vorzugsweise sogar nur die schwächeren.

Aus alledem ist zu schliessen, dass auf α Cygni vollständig andere Temperaturverhältnisse herrschen müssen, wie auf den Sternen des Typus Ia; doch erscheint es nicht unmöglich, wenn auch keine Aehnlichkeit mit der Classe IIa vorhanden ist, einen Uebergang von Ib zu

dieser anzunehmen; betrachtet man nämlich die Reihenfolge: ε Orionis. β Orionis, α Cygni, so lässt sich nicht verkennen, dass in Folge des Auftretens der Eisenlinien eine gewisse Annäherung vorhanden ist, dass also, falls noch weitere Glieder dieser Reihe aufgefunden würden, dieselben wahrscheinlich doch einen allmählichen Uebergang zur Classe II a darstellen würden. Es scheint wenigstens kein Grund zu einer entgegengesetzten Annahme vorhanden zu sein.

Das charakteristische Aussehen der Spectrallinien des Typus Ib besteht darin, dass die Linien im Verhältniss zu ihrer Breite nicht annähernd so verwaschen sind, wie sie entsprechend den Linien des Typus Ia sein müssten.

Nach den Entwickelungen auf pag. 140 folgt, dass das Breiterwerden stets mit grösserer Zunahme der Verwaschenheit verbunden sein muss, und es scheint daher bei erstem Anblicke der Fall des Typus Ib mit den Folgerungen des Kirchhoff'schen Satzes in Widerspruch zu stehen, ein Widerspruch, der aber in der That nur ein scheinbarer ist und sich durch Betrachtung des Einflusses der Temperatur auflösen lässt.

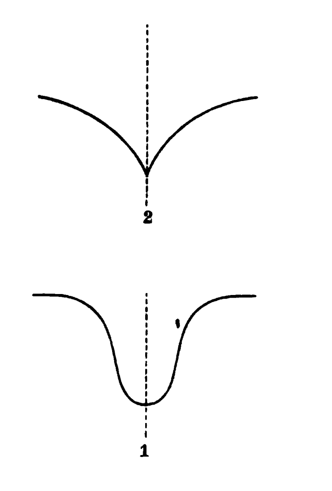
Die oben gefundene Gleichung hat nur Gültigkeit für den Fall gleicher Temperatur; wie das Aussehen der Linien variirt, wenn Druck und Dichte dieselben bleiben, die Temperatur sich aber ändert, ist nicht vollständig bekannt, jedenfalls weiss man nicht, ob bei einem glühenden emittirenden Gase die Linien beim Wachsen der Temperatur nicht bloss heller, sondern auch breiter werden, da sich der Einfluss der Temperatur nicht streng von demjenigen von Druck oder Dichtigkeit trennen lässt.

Bei der folgenden Betrachtung über das Verhalten der Linien, wenn starke Aenderungen im Temperaturverhältnisse von Gas und Lichtquelle stattfinden, ist es indessen gleichgültig, ob auch Aenderungen in der Breite der Linien eintreten, da man sich stets gleichzeitige Dichtigkeitsänderungen vorstellen kann derartig, dass die Breite constant bleibt.

Will man dies umgehen, so kann man die Betrachtung auch unter der Annahme durchführen, dass das Gas seine Temperatur und Dichtigkeit unverändert beibehält, dass aber die Temperatur der Lichtquelle sich ändert. In diesem Falle bleibt das Emissionsspectrum des Gases natürlich unverändert und also auch in Bezug auf die Breite der Linien das Absorptionsspectrum, und es wird nur das Intensitätsverhältniss in letzterem geändert.

Das Gesetz der Intensitätsabnahme von der Mitte einer verbreiterten Linie nach den Seiten hin ist unbekannt, es muss jedoch durch eine continuirliche Function darstellbar sein, wobei es aber fraglich bleibt, ob auch beim Uebergange von einer Seite der Linie auf die

andere die Continuität gewahrt bleibt oder nicht, ob also die Intensitätsabnahme graphisch durch die Curve 1 oder 2 darstellbar ist (Fig. 60).



Nach dem Aussehen der stark verbreiterten Linien auf photographischen Aufnahmen scheint die Curve 2 der Wahrheit näher zu kommen, jedoch ist eine Entscheidung hierüber für die vorliegende Frage nicht wesentlich.

Man kann nach dem Obigen den Einfluss veränderter Temperaturdifferenzen darstellen durch die Veränderung der Ordinatenlänge des Scheitelpunktes der Curve, wie dies für drei Werthe derselben in Fig. 60 angedeutet sein möge.

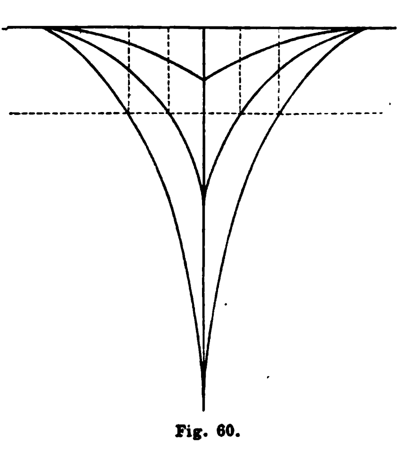


Fig. 60.

Denkt man sich nun durch die punktirte, der Abscissenaxe parallele Linie diejenige Intensitätsgrenze dargestellt, unterhalb welcher eine Lichteinwirkung vom Auge, oder von der photographischen Platte (bei gegebener Expositionszeit) nicht mehr wahrgenommen wird, so findet für die obere Curve, die dem geringsten Temperaturunterschiede entspricht, von der Mitte bis zum Uebergangspunkte ins continuirliche Spectrum eine continuirliche Intensitätsabnahme statt. Bei den beiden unteren Curven entspricht dem inneren Theile der punktirten Linie eine Strecke absoluter Dunkelheit, um deren Betrag die Verwaschenheit verkürzt wird, und es ist klar, dass dies um so mehr eintritt, je grösser der Temperaturunterschied zwischen Gas und Lichtquelle wird.

Das Aussehen der nicht aufgehellten Wasserstofflinien im Typus Ia kann etwa durch die obere Curve dargestellt werden, dasjenige von Ib durch die unterste unter Berücksichtigung der Intensitätsgrenze. Im Verein mit der Breite der Linien betrachtet würde hiernach folgen, dass bei den Fixsternen vom Typus Ib verhältnissmässig geringe und stark abgekühlte Atmosphären vorhanden sind, welche beide Bedingungen

leicht gleichzeitig erfüllt sein können, wenn die Atmosphären sehr ausgedehnt, aber sehr wenig dicht sind.

Diese Folgerung jedenfalls abnormer Temperaturverhältnisse stimmt überein mit derjenigen, welche aus dem abweichenden Verhalten der Eisenlinien bereits erhalten war.

Die Spectra der Classe Ic.

Ueber die Sterne der Classe Ic ist verhältnissmässig nur noch wenig zu sagen, da das wesentlichste hierüber bereits im Vorigen angedeutet worden ist.

Die Spectra dieser Unterabtheilung der ersten Classe zeichnen sich dadurch aus, dass, soweit bekannt, in ihnen keine dunklen Linien vorhanden sind, dass dagegen die Wasserstofflinien, sowie D_3, hell und etwas verwaschen erscheinen.

Die Erklärung hierfür kann auf zweierlei Art geschehen, einmal durch die Annahme einer Atmosphäre von Wasserstoff und dem der D_3-Linie entsprechenden Stoffe, deren Temperatur höher ist, als diejenige des Kernes. Es ist aber nicht recht einzusehen, wie dies möglich sein sollte, da ein heisser Körper stets im Innern eine höhere Temperatur besitzt, als an den der Ausstrahlung zunächst ausgesetzten äusseren Theilen. Man könnte sich einen umgekehrten Zustand nur durch Verhältnisse erklären, für welche jegliche Analogien fehlen, z. B. durch die Annahme einer enormen Menge von Meteoren, welche in die Atmosphäre des Sternes hineinstürzend, dessen Atmosphäre in höchster Glühhitze erhielten. Viel plausibler erscheint die Annahme, dass diese Gestirne mit sehr ausgedehnter Atmosphäre umgeben sind, und dass das Emissionsspectrum von den Theilen der Atmosphäre, welche in der von uns sichtbaren Projection über die eigentliche Sternscheibe hinausragen, das Absorptionsspectrum des mittleren Theiles überlagert und überblendet.

Es ist mir gelungen, aus dem Anblick der $H\gamma$-Linie bei γ Cassiopejae auf photographischen Aufnahmen einen directen Beweis für die Richtigkeit dieser letzteren Erklärung zu finden.

Nach derselben ist anzunehmen, dass die Atmosphäre eine sehr beträchtliche Ausdehnung gegenüber derjenigen des eigentlichen Kernes besitzt, weil die Intensität der hellen Linien gegenüber derjenigen des continuirlichen Spectrums auch bei sehr schwachen Dispersionen eine sehr viel stärkere ist. Dann muss die Dichtigkeit der äusseren Theile der Atmosphäre, welche die weitaus grösste Fläche bilden, sehr viel geringer sein als diejenige der inneren Theile von geringerer Fläche, d. h. während beim Absorptionsspectrum die Intensitätsabnahme von der

Mitte der Linie bis zum Rande der mittleren Dichtigkeit der Atmosphäre entspricht, kommen beim Emissionsspectrum die Theile geringerer Dichtigkeit weit mehr zur Geltung; der Intensitätsunterschied zwischen Mitte und Rand der Linie ist also sehr viel beträchtlicher als beim Absorptionsspectrum: die Linie ist praktisch weniger breit als bei letzterem. Der Gesammteindruck der Linie muss also ein derartiger sein, dass vom continuirlichen Spectrum aus gerechnet zuerst eine geringe Abnahme der Helligkeit und dann erst die Zunahme bis zur Mitte der hellen Linie erfolgt. Dieser Forderung entspricht nun thatsächlich das Aussehen der $H\gamma$-Linie im Spectrum von γ Cassiopejae.

Eine Gegenwirkung gegen die oben beschriebene Erscheinung muss der Umstand verursachen, dass die dichteren Schichten eine höhere Temperatur besitzen werden, und dass also ihr Emissionsspectrum ein helleres ist als dasjenige der äusseren und weniger dichten Theile; indessen ist es eine bekannte Thatsache, dass die Helligkeit der äussersten Theile von verbreiterten Linien bei Temperaturerhöhungen in weit geringerem Verhältnisse zunimmt, als diejenige der mittleren, so dass ein wesentlicher Einfluss hiervon nicht zu befürchten steht.

Aus dem allmählichen Uebergange des ersten Typus in den zweiten ist zu ersehen, dass während desselben eine beträchtliche Abnahme in der Ausdehnung und Dichtigkeit der Wasserstoffatmosphäre erfolgt. Es liegt daher nichts näher, als anzunehmen, dass die Sterne von Typus Ic, die entschieden mächtigere Atmosphären besitzen als diejenigen von Ia, in einem Vorstadium befindlich sind, aus welchem sie allmählich in den Typus Ia übergehen. Sie würden das relativ jüngste Stadium der Sternentwickelung bezeichnen.

Die Thatsache, dass die beiden einzigen bekannten Sterne dieser Classe auch die D_3-Linie hell zeigen, während dieselbe bei Sternen mit dunklen Linien als dunkle nie beobachtet worden ist, ist schon bei Gelegenheit der Besprechung des Spectrums des Sonnenrandes zur Sprache und zur Betrachtung gekommen.

Bereits H. C. Vogel*) hat darauf aufmerksam gemacht, dass die Sichtbarkeit der hellen Linien bei β Lyrae an verschiedenen Abenden eine verschiedene sei. Dieselbe Erscheinung ist in den letzten Jahren wiederholt von Maunder bei γ Cassiopejae beobachtet worden, so dass eine Veränderlichkeit der Spectra in dieser Beziehung vorhanden zu sein scheint. Diese mit Sicherheit festzustellen, dürfte kaum möglich sein, wegen der Schwierigkeit, mit welcher diese Linien überhaupt zu sehen sind, und mit welcher der Einfluss der Luftunruhe für derartige Beob-

*) Bothkamper Beob.



achtungen zu eliminiren ist. Eine Erklärung etwaiger Veränderlichkeit in der Helligkeit der Linien dürfte ebenfalls grosse Schwierigkeiten bereiten.

Das Verhalten der D_3-Linie bei γ Cassiopejae stellt sich nach den vorhandenen Beobachtungen folgendermassen dar. Früher mit Sicherheit gesehen, blieb sie 1884 nach den Beobachtungen Maunders unsichtbar. 1888 Sept. 19. wurde sie von Maunder zuerst wieder gesehen. Nach den Beobachtungen von Keeler*) mit dem grossen Refractor der Lick-Sternwarte wäre sie 1889 wieder unsichtbar gewesen.

Sollten diese Angaben eine Bestätigung finden, so würde zu den vielen seltsamen Eigenthümlichkeiten der D_3-Linie noch diese weitere hinzuzunehmen sein. Nach den Beobachtungen Keelers sollen im grünen Theile des Spectrums von γ Cassiopejae zahlreiche sehr feine Linien, unter anderen die b-Gruppe, sichtbar sein; nach den photographischen Aufnahmen dieses Sternspectrums muss dies indessen bezweifelt werden.

Die Spectra der Classe IIa.

Das Spectrum der Classe IIa ist ausgezeichnet durch die grosse Anzahl kräftiger, aber meist scharf begrenzter Metalllinien, unter denen die Wasserstofflinien noch eine hervorragende Stellung einnehmen, ohne aber in ihrem Charakter wesentlich von den übrigen Linien verschieden zu sein.

In der Uebergangsreihe zwischen Ia und IIa nahm Procyon die letzte Stelle ein, und in der That ist es zweifelhaft, zu welcher von den beiden Classen dieser Stern zu rechnen ist. Alle hervorragenden Liniensysteme des Sonnenspectrums sind vorhanden, nur noch etwas matter als auf der Sonne, dafür sind die Wasserstofflinien im Verhältniss etwas kräftiger. α Aurigae ist von den helleren Sternen derjenige, der, sich nun anschliessend, als Prototyp der Classe IIa gelten kann neben unserer Sonne, die als vornehmste Vertreterin dieser Classe anzusehen ist. Ihre grosse Nähe und die damit bedingte Möglichkeit, einzelne Theile des Gestirns für sich besonders spectralanalytisch untersuchen zu können, haben es ermöglicht, ihre Constitution und also auch diejenigen der übrigen Sterne der Classe IIa am genauesten zu erkennen, so dass wir an dieser Stelle nicht näher hierauf einzugehen brauchen, unter Hinweis auf dasjenige, was in dem der Sonne gewidmeten Capitel kurz angedeutet worden ist.

Unter den eigentlichen Fixsternen der Classe IIa, den gelben Sternen, haben wir α Aurigae bereits hervorgehoben; sein Spectrum scheint bis

* Publications of the Astronomical Society of the Pacific. No. 4.

in die feinsten Einzelheiten mit demjenigen der Sonne übereinzustimmen. Es würde deshalb vom Gesichtspunkte der Erforschung der Fixsternspectra nach dieser Erkenntniss nicht erforderlich sein, sich specieller mit dem Spectrum von α Aurigae und der Sterne mit identischen Spectren, β Geminorum, α Arietis etc., zu befassen. Ein derartiges Eingehen hat aber ein anderes Interesse und zwar gerade für unsere Zwecke; es ermöglicht auf die einfachste Weise, einen Vergleich zu ziehen zwischen der Genauigkeit und Reichhaltigkeit der an Fixsternen zu erzielenden spectroskopischen Resultate gegenüber den vollkommensten in dieser Beziehung, den am Sonnenspectrum erhaltenen. Aus diesen Gründen, wollen wir noch dem Spectrum von α Aurigae eine ausführliche Besprechung widmen.

Bereits im Jahre 1863 bemerkte Huggins*), dass das Spectrum von α Aurigae völlig identisch sei mit demjenigen der Sonne, er konnte mehr als 20 Linien messen, unter welchen die Natriumlinie mit Sicherheit identificirt wurde. Aehnlich sind seine Resultate in Bezug auf β Geminorum und α Bootis. Im Jahre 1880 sagt Huggins**) in Betreff des Spectrums von α Aurigae auf Grund photographischer Aufnahmen, dass dasselbe von F bis S im Ultraviolett dem Sonnenspectrum so ähnlich sei, dass eine Photographie desselben ohne Weiteres mit einer des Sonnenspectrums verwechselt werden könne. Auch bei genauerer Betrachtung bleibe dieses Verhältniss, indem die Linien G, H und K von derselben Intensität und Breite, wie im Sonnenspectrum seien. Grosses Interesse gewähre α Aurigae dadurch, dass es eine Sonne in genau demselben Zustande zu sein scheine, wie unsere eigene.

H. C. Vogel bemerkte 1871 ebenfalls, dass das Spectrum von α Aurigae genau mit demjenigen der Sonne übereinstimme. Directe Ausmessungen des Spectrums von α Aurigae sind von Huggins und Vogel nicht publicirt worden, wohl aber liegt von Letzterem eine Ausmessung des Spectrums von β Geminorum vor, welche die folgenden Wellenlängen von Linien ergeben hat:

657.2 $\mu\mu$	571.1 $\mu\mu$	528.2 $\mu\mu$	517.2 $\mu\mu$
631.4	560.1	527.5	516.8
620 :	558.7	526.5	514.1
592.6	540.7	524.7	507.6
589.4	536.7	522.9	491.7
586.2	532.5	520.5	486.1
578.1	529.6	518.1	

*) On the Spectra of some of the Fixed Stars. 1864 etc.

**) On the photographic Spectra of Stars. 1880 etc.

Als Fortsetzung nach dem Violett hin können wir die Ausmessungen von Draper'schen Aufnahmen dieses Spectrums anfügen, nach welchen folgende Linien gemessen wurden:

455.3 $\mu\mu$	434.2 $\mu\mu$	424.0 $\mu\mu$	407.7 $\mu\mu$
452.5	432.2	422.9	404.6
449.4	430.8	421.5	403.3
446.3	430.0	420.0	400.9
443.9	428.8	417.5	396.8
440.2	427.0	415.7	393.2
438.3	426.3	413.5	386.5
435.9	425.2	410.3	

Eine Vergleichung dieser Zahlen mit dem Sonnenspectrum ergibt, dass zwar häufig die stärksten Linien des Sonnenspectrums bei diesen Sternen erkannt worden sind, dass jedoch in vielen Fällen nur die Mitte starker Liniengruppen gemessen worden ist.

Einen bis ins äusserste Detail gehenden Beweis für die absolute Uebereinstimmung zwischen den Spectren von α Aurigae und der Sonne glaube ich im Folgenden geben zu können durch die Mittheilung von 290 zwischen den Wellenlängen 412.4 $\mu\mu$ und 466.8 $\mu\mu$ auf den mit dem Potsdamer Spectrographen erhaltenen Aufnahmen des Spectrums von α Aurigae von mir gemessenen Linien.

In der folgenden Tabelle befinden sich in der zweiten Columne die gemessenen Wellenlängen, in der dritten die geschätzte Intensität der Linien von 1 bis 6. Columne 4 enthält die entsprechenden Linien des Sonnenspectrums und Columne 5 deren Intensitäten (von 1 bis 10), ferner Angaben über die Identificirung mit Metallen, wobei aber fast nur diejenigen des Eisens sichere sind.

Spectrum von α Aurigae.

Nr.	Wellenlänge α Aurigae	I	Sonnenspectrum	Erläuterungen
	$\mu\mu$		$\mu\mu$	
1	412.404	2	412.404	(5)
2	412.650	1	412.645	(6)
3	412.816	2	412.816	412.795 (6) *Fe* und 412.836 (6)
4	413.002	2	413.002	412.980 (5), 412.995 (5) und 413.031 (5)
5	413.258	2	413.255	413.231 (9) *Fe* und 413.279 (5)
6	413.479	—	413.479	413.466 (8) und 413.492 (8) *Fe*
7	413.752	—	413.744	413.725 (6) und 413.763 (5)
8	414.064	1	414.068	(6)
9	414.260	1	414.262	414.249 (6) und 414.274 (6)
10	414.392	6	414.392	414.371 (7) *Fe* und 414.414 (9) *Fe*

Nr.	Wellenlänge α Aurigae	I	Sonnenspectrum	Erläuterungen
	μμ		μμ	
11	414.635	3	414.632	(5)
12	414.793	4	414.793	(7)
13	414.946	2	414.956	(7)
14	415.236	5	415.236	(8)
15	415.467	4	415.465	415.415 (7) *Fe*, 415.474 (6) *Fe* und 415.505 (6)
16	415.666	4	415.680	415.657 (6) und 415.702 (7) *Fe*
17	415.818	1	415.803	(7) *Fe*
18	415.923	3	415.923	415.904 (7) und 415.943 (7)
19	416.066	2	416.060	(5)
20	416.171	3	416.175	(6)
21	416.408	3	416.421	416.388 (6) und 416.454 (5)
22	416.571	2	416.571	(6)
23	416.773	6	416.785	416.753 (7) und 416.816 (6)
24	416.896	1	416.902	416.884 (5) und 416.920 (5)
25	417.008	1	417.019	416.995 (5) und 417.043 (4)
26	417.121	2	417.121	(8)
27	417.221	3	417.226	(6)
28	417.299	1	417.294	(8)
29	417.543	1	417.546	(4)
30	417.594	1	417.585	(6) *Fe*
31	417.685	1	417.680	(6)
32	417.807	3	417.807	(7)
33	417.959	2	417.957	(7)
34	418.094	1	418.103	(6)
35	418.215	3	418.229	418.200 (8) *Fe* und 418.258 (6)
36	418.288	1	418.300	(5)
37	418.445	1	418.463	418.420 (6), 418.456 (5) und 418.512 (7) *Fe*
38	418.702	2	418.707	418.683 (5) und 418.731 (8) *Fe*. Vielleicht beide Male nicht die Mitte eingestellt.
39	418.802	4	418.802	(9) *Fe*
40	418.913	3	418.914	418.901 (5) und 418.927 (5)
41	419.017	—	—	Hier mehrere schwache Linien. Existenz wohl fraglich.
42	419.165	4	419.165	(7) *Fe*
43	419.375	1	419.400	(5) Ident.?
44	419.494	1	419.511	(5)
45	419.554	2	419.561	(5) bei Nr. 15 vielleicht Mitte von 419.511 (5) u. 419.561 (5)
46	419.701	2	419.711	419.687 (5) und 419.735 (5)
47	419.846	5	419.846	(9) *Fe*
48	419.934	2	419.933	(7) *Fe*
49	420.016	2	420.021	(6)
50	420.087	1	420.098	(6) wahrscheinl. bezieht sich nur die 1. Messung hierauf, und die 2. auf das Mittel aus dieser und der vor. Linie.
51	420.227	5	420.227	(9) *Fe*
52	420.415	2	420.421	(7)
53	420.528	2	420.534	420.496 (5), 420.552 (5) und 420.573 (6)

Nr.	Wellen-länge α Aurigae	I	Sonnen-spectrum	Erläuterungen
	μμ		μμ	
54	420.690	3	420.690	(7)
55	420.888	2	420.883	(6)
56	421.059	2	421.059	(8) *Fe*
57	421.235	1	421.211	(6)
58	421.398	2	421.401	421.385 (6) und 421.417 (4)
59	421.574	6	421.574	(9) bei 421.645 schwächere Linie.
60	421.774	2	421.780	(6)
61	421.941	1	421.959	(8) *Fe*
62	422.032	2	422.028	(4)
63	422.068	1	422.059	(5)
64	422.245	2	422.245	(7) *Fe*
65	422.451	2	422.443	(5) oder Mittel aus dieser und 422.476 (5)
66	422.557	1	422.569	(6)
67	422.711	6	422.711	422.665 (6), 422.700 (10) und 422.767 (7) *Fe*
68	422.990	4	422.990	422.972 (5) und 423.009 (6)
69	423.363	5	423.366	423.345 (6) und 423.387 (7) *Fe*
70	423.552	3	423.550	
71	423.621	4	423.621	(9) *Fe*
72	423.735	2	423.745	(7)
73	423.825	1	423.832	(6)
74	423.901	1	423.910	(7) *Fe*
75	424.007	2	424.011	(7)
76	424.068	1	424.068	(6)
77	424.117	1	424.103	(5)
78	424.265	3	424.265	(5)
79	424.394	3	424.367	(7) vielleicht 424.390 als Mitt. v. 424.367 (7) u. 424.413 (5)
80	424.559	3	424.559	(7) *Fe*
81	424.634	1	424.636	(6)
82	424.739	2	424.743	424.714 (7) und 424.772 (8) *Fe*
83	424.793	1	?	Existenz?
84	424.881	2	424.888	424.860 (6) und 424.916 (5)
85	425.042	1	425.045	(8) *Fe*
86	425.079	4	425.079	Mittel aus der vorigen und aus 425.113 (9) *Fe*
87	425.282	1	425.285	425.264 (3) und 425.305 (4)
88	425.468	4	425.468	(9)
89	425.662	2	425.655	(5) bei Nr. 15 wahrscheinlich Mittel aus dieser und 425.719 (4)
90	425.887	4	425.880	425.860 (5) und 425.900 (5)
91	426.084	6	426.084	(9) *Fe*
92	426.243	3	426.233	(5)
93	426.367	1	426.353	(5)
94	426.489	2	426.488	426.463 (5) und 426.513 (5)
95	426.742	1	426.735	(5)
96	426.832	3	426.832	426.814 (6) und 426.851 (4)
97	426.957	1	426.966	426.912 (5) und 427.019 (5)

Nr.	Wellen-länge α Aurigae	I	Sonnen-spectrum	Erläuterungen
	μμ		μμ	
98	427.055	2	427.059	(4)
99	427.217	6	427.217	(9) *Fe*
100	427.410	2	427.425	(6)
101	427.521	3	427.521	(7)
102	427.595	2	427.591	(6)
103	427.757	2	427.757	427.744 (4) und 427.770 (4)
104	428.081	3	Gruppe	Linien: 428.020 (5); 047 (5); 087 (5); 142 (5)
105	428.310	2	428.305	428.287 (5) *Fe* und 428.322 (3)
106	428.474	2	428.467	(5)
107	428.635	2	Gruppe	= 428.592 (6); 631 (6); 652 (6);
108	428.842	2	428.842	(5) oder 428.853 als Mittel aus 428.842 (5) u. 428.863 (3)
109	429.024	5	429.024	(6)
110	429.162	2	429.155	429.145 (6) und 429.165 (3)
111	429.270	2	429.261	(6)
112	429.464	4	429.464	(6) *Fe*
113	429.552	2	429.566	(5)
114	429.737	2	429.735	429.718 (5) und 429.751 (5)
115	429.852	1	429.858	(5)
116	429.951	4	429.951	(6) hier stehen 429.926 (6), 951 (6), 977 (6) *Fe*
117	430.033	2	430.060	(5)
118	430.138	2	430.134	(3) ? ? vielleicht Mitte von 430.111 (4), 430.134 (3) und 430.162 (5)
119	430.294	2	430.294	430.275 (5) und 430.314 (6)
120	430.618	3	430.617	430.591 (6) und 430.643 (5)
121	430.840	4	430.840	(8) *Fe*
122	431.004	2	430.990	oder 431.005 als Mittel von 430.990 (5) und 431.020 (5)
123	431.338	4	431.338	(6)
124	431.476	2	431.472	431.462 (7) und 431.482 (7)
125	431.550	4	431.556	(8) *Fe*
126	431.751	2	431.757	(3)?
127	431.913	2	431.913	(7)
128	432.117	4	432.123	(5)
129	432.220	1	432.220	(4)
130	432.383	2	432.388	432.374 (4) und 432.402 (3)
131	432.555	1	432.543	(7)
132	432.622	5	432.622	(10) *Fe*, *G*-Linie
133	432.730	1	432.736	432.720 (5) und 432.751 (6)
134	433.068	1	433.068	(4)
135	433.306	2	433.311	433.297 (4) und 433.325 (4)
136	433.426	2	433.415	(4)
137	433.735	4	433.735	(6) *Fe*
138	433.963	1	433.972	(5)
139	434.071	6	434.071	(9) *Hγ*
140	434.341	2	434.349	(5)
141	434.469	3	434.469	434.458 (5) und 434.479 (5)

Nr.	Wellen-länge α Aurigae	I	Sonnen-spectrum	Erläuterungen
	μμ		μμ	
142	434.660	2	434.655	(3)
143	434.829	2	434.818	(5)
144	435.134	1	435.137	(4)
145	435.223	4	435.223	(7)
146	435.306	2	435.312	(6) *Fe*
147	435.506	2	435.521	435.495 (4) u. 435.546 (5), bei Nr. 15 wahrscheinlich nur die erste Comp. gemessen.
148	435.643	1	435.637	(4) vielleicht Mitte einer dort befindlichen Gruppe.
149	435.897	2	435.891	(6) *Fe*
150	436.001	3	436.001	(7)
151	436.369	1	436.362	436.321 (3), 436.363 (5) und 436.402 (4)
152	436.655	1	436.667	436.634 (5) und 436.700 (6), vielleicht nur auf die erste Comp. bezüglich.
153	436.821	4	436.821	436.805 (7) *Fe* und 436.836 (5)
154	437.000	3	437.005	436.988 (4) und 437.022 (6) *Fe*
155	437.160	3	437.160	437.145 (6) und 437.175 (6)
156	437.370	1	437.375	(4)
157	437.497	3	437.492	(6)
158	437.620	3	437.620	437.603 (4) und 437.638 (6) *Fe*
159	437.789	1	437.769	(5)
160	437.972	2	437.968	(6)
161	438.111	2	438.118	(5)
162	438.396	6	438.396	(8) *Fe*
163	438.549	4	438.550	(6)
164	438.749	2	438.743	(5)
165	438.880	1	438.880	(6)
166	439.043	1	439.032	(5) ?
167	439.213	2	439.208	(5)
168	439.395	2	439.382	(4)
169	439.546	4	439.546	439.533 (7) und 439.558 (5)
170	439.835	1	439.830	(4)
171	440.000	3	440.000	(6)
172	440.148	4	440.168	(6) *Fe* oder 440.144 als Mittel aus dieser u. 440.120 (4) oder 2. Comp. getrennt gemessen.
173	440.321	2	440.339	(5)
174	440.477	5	440.477	440.454 (5) und 440.499 (8) *Fe*
175	440.659	1	440.681	(6)
176	440.772	1	440.785	(6) *Fe*
177	440.864	3	440.864	(6) *Fe*
178	440.932	1	440.932	(4)
179	441.097	1	441.094	441.067 (4) und 441.121 (5) ?
180	441.241	1	441.235	(4)
181	441.535	5	441.535	441.510 (8) *Fe* und 441.559 (6)
182	441.686	1	441.687	(5)
183	441.764	1	441.779	(6)

Nr.	Wellen-länge α Aurigae	I	Sonnen-spectrum	Erläuterungen
	μμ		μμ	
184	441.865	1	441.843	(5)
185	442.046	1	442.033	(3)
186	442.189	1	442.189	442.170 (3) und 442.208 (4)
187	442.285	3	442.269	(6) *Fe*
188	442.423	2	442.420	442.398 (5) und 442.442 (5)
189	442.563	3	442.563	(7)
190	442.743	3	442.746	(7) *Fe*
191	443.030	4	443.030	(6)
192	443.379	1	443.353	(6) *Fe* od. 443.382 als Mittel aus 443.353 (6) u. 443.411 (5)
193	443.533	3	443.533	(8)
194	443.700	1	443.729	(5) *Fe* od. 443.696 als Mitte von 443.662 (5) u. 443.729 (5)
195	443.803	1	443.803	(4)
196	444.092	1	444.076	(4)
197	444.147	—	444.132	(4)
198	444.270	1	444.270	(6) *Fe*
199	444.436	1	444.418	(6)
200	444.578	1	444.585	(4)
201	444.701	2	444.721	(5)
202	444.782	2	444.782	444.751 (5) und 444.812 (6) *Fe*
203	444.950	2	444.951	(5)
204	445.081	3	445.081	(6)
205	445.327	1	445.335	(5)
206	445.516	4	445.516	(6)
207	445.952	2	445.945	(6) *Fe*
208	446.195	4	446.195	446.149 (5), 446.198 (5) *Fe* u. 446.237 (5)
209	446.502	3	446.508	(5)
210	446.704	3	446.704	446.684 (6) *Fe* und 446.724 (5)
211	446.885	2	446.879	(6)
212	446.978	3	446.964	(6) *Fe*
213	447.153	1	447.151	(4)
214	447.305	3	447.305	(6)
215	447.494	1	447.496	(3)
216	447.627	2	447.627	(6) *Fe*
217	448.005	2	447.812	(3)
218	448.165	1	448.177	(4)
219	448.268	3	448.268	448.237 (7) *Fe* und 448.299 (5)
220	448.431	2	448.447	(5) *Fe*
221	448.613	1	448.592	(5)
222	448.830	1	448.847	(5)
223	448.995	2	448.996	Mitte von 448.937 (5); 448.995 (5); 449.035 (5)
224	449.169	1	449.163	(5)
225	449.477	4	449.477	(6) *Fe*
226	449.673	2	449.670	449.627 (5) und 449.713 (5), noch eine schwache Linie dazwischen.
227	449.914	3	449.908	(5)

Nr.	Wellen-länge α Aurigae	I	Sonnen-spectrum	Erläuterungen
	μμ		μμ	
228	450.175	4	450.175	450.150 (6) und 450.199 (3
229	450.495	1	450.507	(5)
230	450.702	1	450.701	(3)
231	450.871	2	450.878	450.853 (5) und 450.903 (3) das erste Mal wahrscheinlich nur die 1. Comp.
232	451.228	1	451.218	(4)
233	•451.525	1	451.512	451.460 (5) und 451.563 (5)
234	451.563	1	451.563	(5)
235	451.833	2	451.829	(4) Stärke 3 wird wohl unrichtig sein.
236	451.872	3	451.867	(3)
237	452.081	2	?	Hier nur eine Linie 452.088 (1)
238	452.331	4	452.331	452.296 (6) und 452.365 (4)
239	452.541	3	452.542	(5) *Fe*
240	452.696	2	452.698	452.675 (6) und 452.721 (5)
241	452.894	4	452.894	(7) *Fe*
242	453.140	4	453.140	(5) *Fe*
243	453.335	2	453.347	(5)
244	453.398	1	453.388	453.347 (5) und 453.429 (5)
245	453.609	4	453.609	453.590 (6) und 453.627 (6)
246	454.125	2	454.136	454.090 (5) und 454.183 (4); hierzwischen noch eine schwache Linie.
247	454.504	2	454.491	454.424 (4), 454.495 (5) und 454.555 (4)
248	454.743	1	454.728	(5)
249	454.990	5	454.990	(6)
250	455.268	3	455.281	(5)
251	455.454	3	455.434	(6)
252	455.633	4	455.633	(5) *Fe*
253	455.913	2	455.896	(4)
254	456.072	1	456.074	456.038 (4) und 456.110 (3)
255	456.130	—	456.110	(3)
256	456.402	3	456.407	(5)
257	156.587	3	456.587	(6)
258	456.933	3	456.950	456.910 (3) und 456.989 (4)
259	457.231	5	457.231	(7)
260	457.522	3	457.507	(5)
261	457.915	1	457.890	(5)
262	458.062	2	458.063	458.038 (5) und 458.087 (5)
263	458.182	2	458.182	(8) *Fe*
264	458.438	1	458.417	(6)
265	458.675	3	458.665	(5)
266	458.864	1	458.856	(5)
267	459.026	1	459.031	(5)
268	459.295	4	459.295	(7) *Fe*
269	459.560	1	459.571	(5)
270	459.634	1	459.638	(5)

Nr.	Wellenlänge α Aurigae	I	Sonnenspectrum	Erläuterungen
	μμ		μμ	
271	459.718	1	459.725	(4)
272	459.843	2	459.848	(5) *Fe*
273	460.105	4	460.111	(5)
274	460.371	3	460.370	(3) ? ? 360.330 steht eine Eisenlinie (6)
275	460.600	2	460.595	460.534 (5), 460.591 (4) und 460.659 (4)
276	460.830	2	460.802	(5) *Fe*
277	461.192	4	461.160	(6) *Fe*
278	461.416	3	461.395	461.363 (6) *Fe* und 461.427 (4)
279	461.664	2	461.673	461.649 (5) und 461.697 (4)
280	461.991	4	461.981	461.966 (5) *Fe* und 461.995 (3)
281	462.311	2	462.312	462.279 (4) und 462.344 (5), dazwischen eine schwache Linie.
282	462.621	2	462.596	462.540 (6) *Fe* u. 462.632 (6), dazwischen eine schwache Linie.
283	463.012	2	463.007	462.968 (6) und 463.045 (5) *Fe*
284	463.807	3	463.807	463.783 (6) *Fe* und 463.832 (5) *Fe*
285	464.008	2	464.010	463.994 (4) und 464.026 (4)
286	464.772	—	Gruppe	5 Linien, darunter eine Eisenlinie.
287	465.482	3	465.482	(7) *Fe*
288	465.719	3	465.710	465.672 (4), 465.718 (3) und 465.741 (4)
289	466.361	2	466.373	466.349 (8) *Fe* und 466.396 (5)
290	466.789	6	466.789	466.758 (6) u. 466.820 (5) *Fe*, dazwischen eine schwache Linie.

Es kann nach dieser Zusammenstellung keinem Zweifel unterliegen, dass die Spectra von α Aurigae und Sonne bis auf die kleinsten Einzelheiten identisch sind. Eine derartige Uebereinstimmung findet ebenso zweifellos bei einer grossen Anzahl der gelben Sterne statt, z. B. bei β Geminorum, α Arietis und α Bootis, und es ist dies ein höchst wichtiger Beweis für die ausserordentliche Gleichförmigkeit, welche in der Zusammensetzung und auch in der Entwickelung der Sterne stattfindet, und nicht nur hierfür, sondern auch für die Thatsache, dass bei denjenigen Sternen, die sich in demselben Entwickelungsstadium befinden, diese Gleichförmigkeit sich auch auf die Dichtigkeits- und Temperaturverhältnisse und gleichsam auf die procentische Zusammensetzung der verschiedenen Elemente erstreckt.

Der Uebergang der Sterne von der Classe IIa in diejenigen der Classe IIIa lässt sich sehr schön verfolgen und wird etwa dargestellt durch die Reihe α Aurigae, α Bootis, α Tauri, γ Cygni, α Orionis. Bei diesem Uebergange wird die Farbe der Sterne eine röthlichere, entsprechend dem Umstande, dass, je mehr sich das Spectrum dem Typus IIIa nähert, eine immer intensivere Absorption des jenseits *G*

gelegenen Theiles eintritt. Dieselbe scheint hauptsächlich durch das Auftreten neuer Linien und das Breiterwerden der bereits vorhandenen bedingt zu sein, jedoch findet auch eine verstärkte allgemeine Absorption in diesen Theilen statt.

Weitere Modificationen des Spectrums entstehen durch eigenthümliche einseitige Verbreiterungen gewisser Linien, worüber bei Gelegenheit des Typus IIIa ausführlicher berichtet werden wird, sowie durch das Sichtbarwerden der so besonders charakteristischen Bänder in den weniger brechbaren Gegenden des Spectrums.

Sehr ausführlich ist das Spectrum von α Tauri von Huggins und Vogel untersucht worden, wobei diese Beobachter wie auch bei vielen der anderen Sterne eine directe Identificirung mit den Linien der Metalle vorgenommen haben. Die hierbei gewonnenen Resultate mussten damals als durchaus begründet erscheinen, heute können dieselben nur in ganz charakteristischen Fällen noch aufrecht erhalten werden, wie z. B. bei den Identificirungen der *D*-Linie mit Natrium, der *b*-Gruppe mit Magnesium, *C* und *F* mit Wasserstoff, *E* und *G* mit Eisen. Die eine Ursache hierfür ist bereits bei der Besprechung des Sonnenspectrums hervorgehoben worden, dass nämlich die Genauigkeit, mit welcher die Linien der Metalle bestimmt sind, eine zu untergeordnete ist; bei den Identificirungen in Sternspectren kommt jedoch ein zweiter Umstand hinzu, der dieselben in Sternspectren von geringer Dispersion auch bei genau bekannten Metalllinien illusorisch macht. Bei schwach dispergirten Sternspectren erkennt man mit Ausnahme der oben genannten stärksten Fraunhofer'schen Linien isolirte Linien kaum, vielmehr erscheinen alle charakteristischen Gruppen als Linien. Eine derartige Gruppe enthält aber eine grosse Anzahl von Linien, die einer ganzen Reihe von verschiedenen Metallen angehören werden; die Coincidenz findet nun mit vielleicht einer Linie eines dieser Metalle statt; es lässt sich aber nicht feststellen, mit welcher Linie und also auch nicht mit welchem Metalle. Die einzig mögliche Schlussfolgerung dürfte die folgende sein: Eine hervorragende Gruppe des Sonnenspectrums findet sich im Sternspectrum als hervorragende wieder, deshalb werden die meisten Linien derselben in beiden Spectren identisch sein. Die Einzelidentificirungen innerhalb dieser Gruppe im Sonnenspectrum mit Metalllinien werden daher im Allgemeinen auch für das Sternspectrum Gültigkeit besitzen.

Die oben gegebene Darstellung des Spectrums von α Aurigae nach den Aufnahmen mit dem Potsdamer Spectrographen zeigt, dass hier die Gruppen schon fast alle aufgelöst erscheinen, nur dicht zusammenstehende Linien und die allerfeinsten Gruppen sind nicht getrennt worden.

Die von **Vogel** und **Huggins** gemessenen Wellenlängen*) der Linien im Spectrum von α Tauri enthält das folgende Verzeichniss; die eingeklammerten Werthe bei **Huggins** bedeuten, dass die betreffenden Linien von **Vogel** nicht gemessen sind.

Vogel	Huggins	Vogel	Huggins
μμ	μμ	μμ	μμ
656.3 *H*	656.3	553.0	—
646.3	—	551.2	—
633.6	(641.2) 633.9	550.7	550.8
625.4	(630.9) 625.6	548.0	547.2
624.7	—	546.0	545.7
623.4	623.1 (621.8) (620.2)	544.5	544.1
618.9	—	543.6	—
616.1	(617.4) 616.3	542.5	542.5
614.1	614.5	540.7	540.6
610.3	610.9	540.4	—
607.3	606.6 (604.7) (603.7) (603.3)	539.6	539.3
600.4	600.1 (598.2) (597.1) (595.3) (593.9)	539.1	—
591.7	591.9	536.9	537.1
589.5 *Na*	589.7	536.4	—
589.0 *Na*	589.1	535.0	535.3
586.2	585.8	534.3	—
585.6	—	532.5	532.1
582.3	582.8 (581.3)	529.6	528.8
580.6	580.4	528.6	528.5
579.0	578.9 (577.8)	527.1	526.8
577.1	576.7	526.5	526.4
576.0	—	525.1	—
572.9	572.8	524.8	522.9 ?
571.9	571.7	522.7	522.4
570.6	570.4	521.3	521.4
569.3	—	515.5	—
567.3	567.9	514.6	514.3
565.8	565.1	512.6	512.1 (511.7) (507.5)
563.8	562.9	495.9	495.7
561.7	561.6	491.9	492.1
560.1	560.3	486.1 *H*	485.9
559.4	559.8	455.6	—
558.5	558.5	445.2	—
556.7	557.1		

Es bedarf nur des Hinweises auf die ausserordentlichen Schwierigkeiten, welche die directe Ausmessung eines Sternspectrums bietet, um die Uebereinstimmung zwischen beiden Beobachtern als eine sehr gute zu erkennen.

*) Bothkamper Beobachtungen, Bd. II, p. 13.



Eine Vergleichung der obigen Wellenlängen mit denjenigen des Sonnenspectrums ergibt noch eine sehr grosse Aehnlichkeit, die in Bezug auf die charakteristischen Gruppen übrigens auch noch bei vollständig ausgebildetem Typus IIIa vorhanden bleibt, doch sind wesentliche Unterschiede in der Intensität der Linien nicht zu verkennen. Sehr deutlich zeigen dies die Aufnahmen des Spectrums von α Tauri im Potsdamer Spectrographen, ebenso aber auch das Hinzutreten der oben bereits erwähnten charakteristischen Eigenthümlichkeiten.

Die Spectra der Classe IIb.

Die Spectra der Classe IIb gehören zu den interessantesten Sternspectren, und zwar aus zwei Gründen. Einmal hat man es hier mit einer Combination von drei verschiedenen Spectren zu thun: einem continuirlichen, einem Absorptions- und einem Emissionsspectrum: dann aber gehören die Spectra der »neuen Sterne« unstreitig dieser Classe an und bieten natürlich ein besonderes Interesse dar, da sie die besten Mittel zur Erforschung des Phänomens der neuen Sterne gewähren.

Es sind nur wenige Sterne dieser Classe bekannt, die alle recht lichtschwach sind, wodurch die Untersuchung der Spectra ungemein erschwert wird. Drei derselben im Sternbilde des Schwans wurden von Wolf und Rayet im Jahre 1867 entdeckt und zwei weitere von Pickering im Jahre 1881.

Die genäherten Positionen dieser Sterne sind die folgenden (für 1890.0):

$20^h\ 6^m.3$	$+35°\ 52'.6$	$8^m.5$	DM. + 35° Nr. 4001
20 7.9	+ 35 53.6	8.0	DM. + 35° Nr. 4013
20 10.6	+ 36 20.8	8.0	DM. + 36° Nr. 3956
18 1.9	— 21 15.5	8.0	Argel.-Oeltzen 17681
6 49.6	— 23 47.2	7.0	Lal. 13412.

Bei der Entdeckung haben bereits Wolf und Rayet*) die charakteristischen Eigenthümlichkeiten der Spectra erkannt, nämlich die gleichzeitige Anwesenheit dunkler und heller Linien. Eine Identificirung der hellen Linien mit bekannten Linien des Sonnenspectrums ist ihnen nicht gelungen.

Secchi**) hat die Spectra der drei Sterne im Schwan mehrfach untersucht und kommt zu dem Schlusse, dass sie denjenigen seines Typus IV (IIIb nach Vogel) ähnlich seien.

Die genauesten Untersuchungen über die Spectra des Typus IIb sind von H. C. Vogel***) angestellt worden, und zwar zum grösseren

*) Comptes Rendus, Bd. 65, p. 292. **) Comptes Rendus, Bd. 69, p. 39, 163.
***) Publ. d. Astrophys. Obs. zu Potsdam, Bd. IV, 1885.

Theile mit dem grossen Wiener Refractor. In Fig. 62 geben die drei letzten Spectra eine getreue Wiedergabe des Anblickes derselben im Wiener Refractor.

Die Wellenlängenmessungen der hellen Linien haben für die drei Sterne folgende Werthe gegeben:

DM. 35° Nr. 4001		DM. 35° Nr. 4013		DM. 36° Nr. 3956	
583 μμ	ganz schwach	582 μμ	sehr hell	582 μμ	helle Linie
571	ganz schwach	570	sehr hell	569	helle Linie
541	helle Linie	—	—	—	—
486	zieml. hell. *F*	—	—	—	—
470	helles Band	—	—	—	—
468		—	—	468	helles Band
465		464	hellste Stelle eines Bandes	464	
				461	
—	—	—	—		

Die Verschiedenheiten der Spectra dieser drei Sterne beruhen demnach wesentlich auf Intensitätsdifferenzen, der Charakter ist genau derselbe, und es ist klar, dass zwischen diesen drei nahe zusammenstehenden Sternen ein physikalischer Zusammenhang besteht.

Später hat Vogel am Wiener Refractor mit Hülfe eines kleinen Ocularspectroskopes die Spectra der drei Rayet'schen Sterne noch einmal untersucht. Die hierbei gewonnenen Resultate sind in der Fig. 61 graphisch dargestellt.

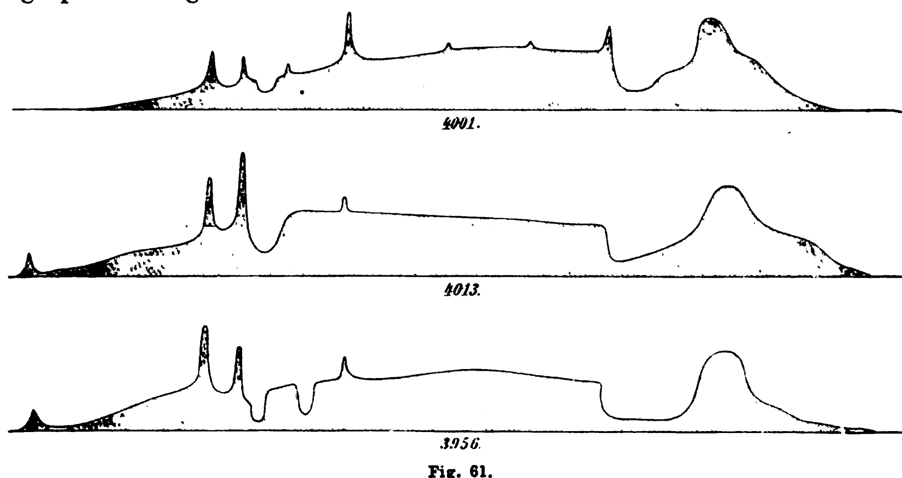


Fig. 61.

Die beiden ersten Spectra in Fig. 62 sind Abbildungen der Spectra der Pickering'schen Sterne nach den Beobachtungen Vogels. Die Messungen haben folgende Resultate gegeben:

Arg.-Oeltzen 17681			Lal. 13413	
581 $\mu\mu$	helle Linie		581 $\mu\mu$	schwache Linie
488	Anfang	eines dunklen Bandes	540	helle Linie
470	Ende		485	sehr schwache Linie
470	Anfang	einer hellen, breiten Linie		
466	Mitte		469	helle, sehr breite Linie.
461	Ende			

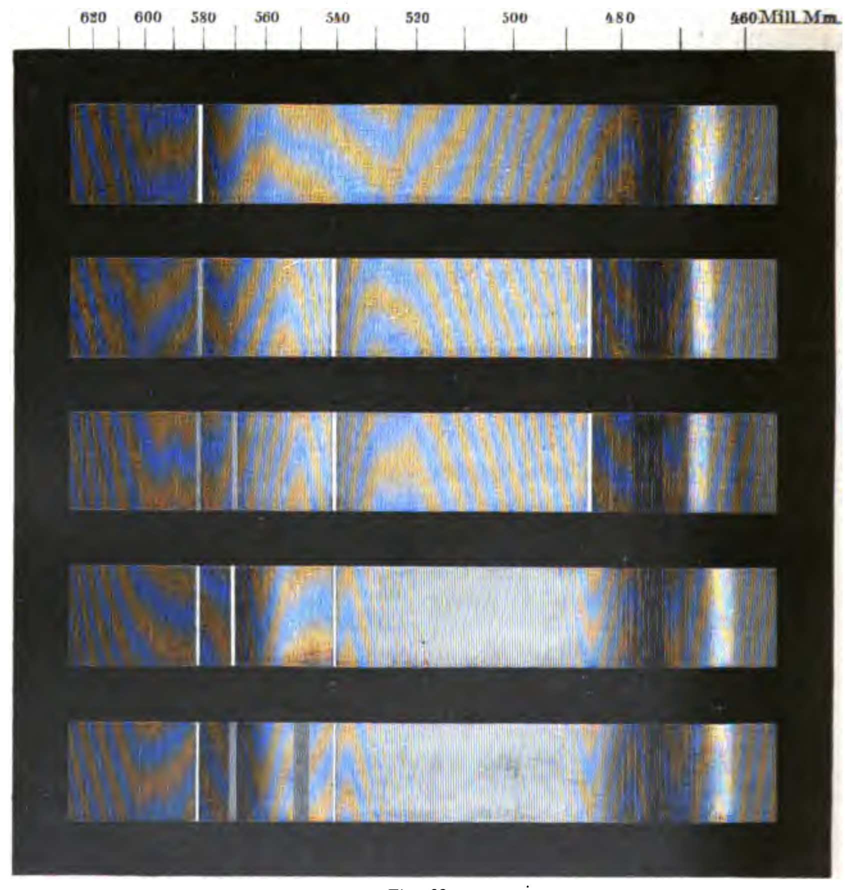


Fig. 62.

Es ist hiernach keine Frage, dass auch diese Sterne den drei Sternen im Schwan sehr ähnlich sind, und voraussichtlich wird deshalb die Linie 485 $\mu\mu$ wohl mit der Wasserstofflinie 486 identisch sein. Die Natur der übrigen hellen Linien sowie der dunklen Bänder ist nicht bekannt.

Von Pickering sind noch mehrere derartige Sternspectra aufgefunden worden, doch sind genauere Untersuchungen über dieselben nicht

angestellt worden. Einer dieser Sterne, ebenfalls im Sternbilde des Schwans gelegen, zeigt das vollständige Spectrum der Classe Ia, enthält aber eine einzige sehr helle Linie, wahrscheinlich diejenige bei der Wellenlänge 581 $\mu\mu$.

Zur Classe IIb scheint auch das Spectrum des Sternes η Argus zu gehören. Le Sueur*) gibt eine Beschreibung dieses Spectrums, bei welcher besonders hervorgehoben ist, dass der umgebende Nebel keinen Einfluss auf das Spectrum des Sternes ausübt, da gerade in unmittelbarer Umgebung desselben das Nebelspectrum nicht zu erkennen ist. Das Spectrum ist durchzogen von hellen Linien, welche nahe den Linien *C*, *D*, *b*, *F* und der Hauptnebellinie bei 500 $\mu\mu$ liegen und wahrscheinlich mit ihnen coincidiren.

Es liegt kein Grund vor, die wirkliche Coincidenz mit den angegebenen Linien zu bezweifeln, und damit würde das Spectrum von η Argus in vollständige Uebereinstimmung mit der Classe IIb kommen, wenn man nur annimmt, dass die in der Nähe von *D* liegenden hellen Bänder mit der Linie bei 581 $\mu\mu$ übereinstimmen.

Ueber die Constitution der Sterne vom Typus IIb werden wir Ausführliches bei der Besprechung der neuen Sterne mittheilen, es sei hier nur kurz angedeutet, was sich direct aus dem Anblicke des Spectrums ergibt.

Wie schon bemerkt, setzt sich das Spectrum aus drei Componenten zusammen. Zunächst aus einem continuirlichen, herrührend von einer glühenden Photosphäre, und einem Absorptionsspectrum, jedenfalls in ähnlicher Weise erzeugt, wie bei den übrigen Sternen, also durch eine Atmosphäre niedriger Temperatur. Die Ursache des Emissionsspectrums ist hier ohne Weiteres gegeben, sie kann nicht darauf beruhen, dass eine Gashülle von höherer Temperatur als diejenige der Photosphäre den Kern umgibt, da durch die gleichzeitige Anwesenheit des Absorptionsspectrums die Existenz einer kühleren Atmosphäre bereits nachgewiesen ist. Es bleibt also auch hier nur übrig anzunehmen, dass eine Hülle von ausserordentlicher Mächtigkeit, aus uns unbekannten Gasen bestehend, die absorbirende Gashülle umgibt und aus demselben Grunde wie beim Typus Ic die hellen Linien erzeugt.

Die neuen Sterne.

Die erste Erscheinung eines neuen Sternes, welche spectroskopisch verfolgt werden konnte, fand im Jahre 1866 statt. In der Nacht vom 12. Mai dieses Jahres entdeckte Birmingham einen hellen Stern

*) Nature Vol. 1, p. 517. Proc. Royal Soc. Bd. 19.



zweiter Grösse im Sternbilde der Krone, dessen Helligkeit sehr rasch abnahm; schon Ende Mai war er nur noch von der neunten Grösse.

Spectroskopische Beobachtungen dieser Erscheinung liegen hauptsächlich von Huggins und Miller*) vor, die den Stern zum ersten Male am 15. Mai beobachteten. Das Spectrum bestand aus dunklen und hellen Linien. Von den ersteren fielen besonders zwei dunkle Streifen von etwas geringerer Brechbarkeit als die *D*-Linie auf, ferner ein Band, ebenfalls in der Nähe von *D*, sowie eine dunkle feine Linie, mit *D* zusammenfallend. Das Emissionsspectrum bestand aus vier hellen breiten Linien, von denen zwei mit den Wasserstofflinien *C* und *F* identificirt werden konnten. Die übrigen Beobachtungen bestätigen die Huggins'sche durchaus, sie sind angestellt von Stone und Carpenter**) und Wolf und Rayet***).

Sehr viel ausführlicher und mit besseren Hülfsmitteln angestellt sind die spectroskopischen Beobachtungen des zweiten neuen Sternes, der am 24. November 1876 von Schmidt entdeckten Nova Cygni, die sich in der Entdeckungsnacht als ein schwach röthlich gefärbter Stern von der $3^1/_2$ten Grösse zeigte.

Die zahlreichsten Spectralbeobachtungen liegen von Vogel†) vor, der den Stern lange Zeit hindurch verfolgt hat. Die erste Beobachtung datirt vom 5. December, an welchem Tage die Grösse des Sternes 4.5 betrug; seine Farbe war gelbroth, aber nicht auffallend von der gewöhnlichen Sternfarbe verschieden. Das Spectrum erschien von zahlreichen dunklen Streifen durchzogen, von denen namentlich einer im Grün durch seine Dunkelheit und einer im Blau durch seine Breite auffiel: es liess sich schon durch den Anblick entscheiden, dass dieses Absorptionsspectrum keine Aehnlichkeit mit demjenigen der Classe IIIa oder IIIb darbot. Vier helle Linien waren mit Sicherheit zu erkennen; bei mehreren anderen hellen Streifen im Gelb und Grün liess es sich nicht feststellen, ob thatsächlich helle Linien vorlagen oder nur helle Stellen des continuirlichen Spectrums, die durch den Contrast mit den in der Nähe befindlichen dunklen Absorptionsstreifen stärker hervortraten. Vogel macht noch besonders darauf aufmerksam, dass Blau und Violett im Vergleich zu anderen Sternen, welche ein Bänderspectrum zeigen, sehr gut sichtbar waren, und dass jedenfalls in Folge der verhältnissmässig geringen Absorption, welche diese Theile des Spectrums erlitten, die Farbe des Sternes nur wenig von der mittleren Sternfarbe ab-

*) Proc. Royal Soc., Vol. 15, p. 146. Monthly Not., Vol. 26, p. 275.

) Monthly Not. Vol. 26, p. 295. *) Comptes Rendus, Bd. 62, p. 1108.

†) Ber. d. K. Acad. zu Berlin, Mai 1877.

wich. Die weiteren Beobachtungen haben zu folgenden Resultaten geführt.

Die Intensität des anfänglich sehr glänzenden Spectrums hat sich sehr bald verringert, so dass dasselbe drei Monate nach der Auffindung des Sternes nur zum Theil und da nur äusserst schwach sichtbar war. Die Intensitätsabnahme hat sich nicht gleichmässig über das Spectrum erstreckt, es haben die blauen und violetten Strahlen schneller an Glanz verloren, im Vergleich zu den Strahlen mittlerer Brechbarkeit, Grün und Gelb. Der rothe Theil des Spectrums, der schon bei den ersten Beobachtungen sehr schwach und von breiten Absorptionsbändern durchzogen war, ist sehr bald ganz verschwunden, so dass eine helle Linie im Roth ganz isolirt zu stehen schien. In der ersten Zeit war ein dunkler Streifen im Grün, bei den späteren Beobachtungen ein sehr breites dunkles Band im Blau besonders auffallend.

Die hellen Linien übertrafen anfänglich, mit Ausnahme einer Linie im Roth, das continuirliche Spectrum nur wenig an Glanz und waren deshalb schwer sichtbar. Bei der ziemlich raschen Lichtabnahme des continuirlichen Spectrums traten dieselben jedoch besser hervor, besonders waren es, wie aus den Messungen folgt, die Wasserstofflinien H_α und H_β, welche stark leuchteten, später eine Linie bei 499 $\mu\mu$.

Diese letztgenannte Linie hat sich bei der Erblassung des Spectrums am längsten erhalten und schliesslich die Wasserstofflinien, von denen die rothe zuerst merklich schwächer wurde, an Intensität übertroffen.

Das Gesammtresultat der Vogel'schen Messungen gibt die folgende Zusammenstellung:

Helle Linien.

H_α, H_β } mit Sicherheit.

H_γ höchst wahrscheinlich.

499 ± 1 $\mu\mu$. Diese Linie fällt innerhalb der Genauigkeitsgrenzen mit der hellsten Linie des Stickstoffspectrums unter gewöhnlichem Druck zusammen, welche als hellste Linie im Nebelspectrum auftritt.

580 $\mu\mu$ verwaschen (wohl identisch mit der Linie 581 im Spectrum der Rayet'schen Sterne).

467 $\mu\mu$ verwaschen. Fällt nahe zusammen mit einer Gruppe dichtstehender Linien des Luftspectrums.

Ferner sind helle Linien wiederholt gesehen worden in der Gegend von b und E, aber einige Sicherheit über ihre Lage konnte nicht er-

langt werden. Von den in der ersten Nacht gesehenen Linien im Blau (474 $\mu\mu$ und 470 $\mu\mu$), welche auch am 8. December beobachtet worden sind, ist bei den späteren Beobachtungen nur die zweite als verwaschener Streifen (467 $\mu\mu$) wahrgenommen worden.

Eine getreue Wiedergabe der Vogel'schen Zeichnungen vom Spectrum dieses Sternes, welche am deutlichsten die allmähliche Veränderung des Spectrums klarlegt, ist in Fig. 63 gegeben.

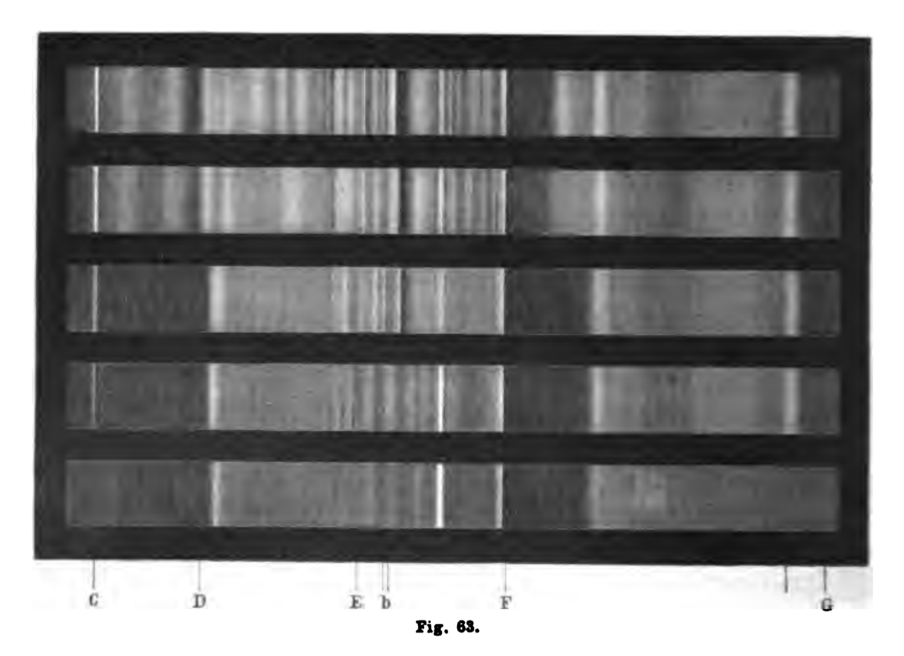


Fig. 63.

Die Beobachtungsdaten für die einzelnen Spectra sind die folgenden: 1876 Dec. 8, Dec. 14; 1877 Jan. 1, Febr. 2, März 2.

Vogel hat den Stern noch über ein Jahr lang verfolgt, und es hat sich hierbei das interessante Resultat ergeben, dass derselbe schliesslich nur noch monochromatisches Licht aussandte.

Am 25. October 1877 war der Stern von der zehnten Grösse, nur eine Spur eines continuirlichen Spectrums war zu erkennen, dagegen sehr deutlich eine einzige helle Linie, zweifelsohne die zuletzt am hellsten aufgetretene bei 499 $\mu\mu$.

Sogar am 18. Februar 1878, als die Nova schwächer als elfter Grösse war, konnte diese Linie noch wahrgenommen werden. In dieser Beziehung stimmen die beiden Erscheinungen von 1866 und 1876 nicht überein, da die Nova Coronae, welche noch heute als Stern zehnter Grösse zu sehen ist, kein auffälliges Spectrum mehr aufweist.

Die frühesten spectroskopischen Beobachtungen des neuen Sternes im Schwan sind von Cornu*) erhalten worden, Dec. 2 und Dec. 5 1876. Cornu hat verhältnissmässig starke Dispersion angewandt und aus diesem Grunde wohl das Absorptionsspectrum nicht genauer erkannt; die von ihm gemessenen Wellenlängen der hellen Linien sind die folgenden:

661 $\mu\mu$	H_α	500 $\mu\mu$	
588		483	H_β
531		451	
517		435	H_γ

In Uebereinstimmung mit Vogel stehen die drei Wasserstofflinien, sowie die Linie bei 500 $\mu\mu$. Alle anderen weichen stärker ab, und dementsprechend ist das Resultat, zu welchem Cornu gelangt, ein wesentlich verschiedenes von demjenigen Vogels.

Cornu identificirt die Linie 588 $\mu\mu$ mit D_3, 531 mit der Coronalinie, 517 mit b, so dass eine vollständige Uebereinstimmung mit den hellsten Linien des Chromosphärenspectrums vorliegt, mit Ausnahme der Linie bei 500, welche späterhin die dominirende wurde, so dass jedenfalls der von Cornu angegebene Charakter des Spectrums nachher nicht mehr vorlag.

Die Beobachtungen Copelands**) stimmen in Bezug auf die hellsten Linien mit Vogel und Cornu überein, geben aber in Betreff der schwächeren wiederum ein stark abweichendes Resultat.

Die von ihm gemessenen Wellenlängen der hellen Linien sind die folgenden:

655 $\mu\mu$	starke Linie
594	sehr schmal
581	Mitte eines hellen Bandes im Gelb, dessen Helligkeit nach beiden Seiten rasch abnimmt
504	helle, gut begrenzte Linie
486	helle, gut begrenzte Linie
456	schwache Linie im Violett
414	sehr schwach, aber mit Sicherheit gesehen.

Vogel bemerkt in Bezug auf die letzte Linie, dass dieselbe allerdings mit H_δ übereinstimme, dass es aber auffallend wäre, wenn Copeland diese und nicht die H_γ-Linie gesehen hätte. Es liegt daher vielleicht ein Druckfehler vor, 414 statt 434.

Auch von Copeland und von Lindsay ist der Uebergang des

*) Comptes Rendus, Bd. 83, p. 1172.
**) Astr. Nachr., Bd. 89, p. 63; Bd. 90, p. 351; Copern. Nr. 18 u. 19.

Spectrums in eine einzige Linie beobachtet worden, deren Wellenlänge zu 498.7 $\mu\mu$ bestimmt wurde.

Die Beobachtungen Secchis*) können einen Werth nicht beanspruchen, da er ohne Weiteres die Linien als mit den Wasserstofflinien und mit denen des Magnesiums und Natriums zusammenfallend angenommen hat, ohne sich auf Messungen einzulassen.

Die Messungen der hellen Linien von Backhouse**) geben folgende Werthe:

583 $\mu\mu$	496 $\mu\mu$
533	486
518	468
502	437

Backhouse hat auch besondere Vergleichungen der Intensitäten der hellen Linien angestellt, aus denen mit Deutlichkeit hervorgeht, dass Anfangs die F-Linie die hellste war, dass aber späterhin die Linie bei 500 $\mu\mu$ in den Vordergrund trat.

Stellt man alle bisher aufgeführten Messungen zusammen, so erhält man das folgende Verzeichniss:

Vogel	Cornu	Copeland	Lindsay	Backhouse	Mittel	Bemerkungen
$\mu\mu$	$\mu\mu$	$\mu\mu$	$\mu\mu$	$\mu\mu$	$\mu\mu$	$\mu\mu$
(656)	661	655	—	—	658	656.3 H_α, C
—	—	594	—	—	594	?
gesehen	588	—	—	—	588	587.6 D_3
580	—	581	—	583	581	581.2 (Linie der Classe II b)
527	531	—	—	533	530	531.7 Chromosph.-L. Fe
514	517	—	—	518	516	b-Gruppe?
499	500	504	498.7	502	501	500.5 hellste Nebellinie
—	—	—	—	496	496	495.8 zweite Nebellinie?
(486)	483	486	—	486	485	486.2 H_β, F
467	—	—	—	468	468	?
—	—	456	—	—	456	?
—	451	—	—	—	451	?
(434)	435	434	—	437	435	434.1 H_γ

Die obigen Mittelzahlen werden ebenfalls noch sehr unsicher sein, wie aus den starken Abweichungen folgt, doch lassen sich immerhin eine ganze Reihe von Identificirungen sehr wahrscheinlich machen, dieselben sind in der letzten Columne angegeben.

---

*) Comptes Rendus, Bd. 84, p. 107, 290.
**) Monthly Not. Bd. 39, p. 35.

Hieraus folgt mit absoluter Gewissheit die Anwesenheit der Wasserstofflinien, mit grosser Wahrscheinlichkeit diejenige von D_3, der Linie 581 $\mu\mu$ der Spectra der Classe IIb, sowie der Nebellinie bei 500 $\mu\mu$. Als möglicherweise vorhanden muss die chromosphärische Linie bei 531.7 $\mu\mu$ (Coronalinie), die *b*-Gruppe und die zweite Nebellinie bei 495.8 $\mu\mu$ betrachtet werden.

Das Spectrum der im August 1885 im Andromedanebel entstandenen Nova scheint von den beiden oben besprochenen gänzlich abzuweichen. Nach einer Beobachtung von Vogel*) am 1. und 2. September war das Spectrum ein continuirliches, nur schien die Intensitätsvertheilung der Farben eine von der gewöhnlichen etwas abweichende zu sein, indem Roth und Gelb besonders stark hervortraten, Grün aber verhältnissmässig schwach war. An der Grenze von Gelb zu Grün wurde ein dunkles, verwaschenes Band vermuthet, ein zweites ebensolches im Blau zwischen *F* und *G*. Von hellen Linien ist an den ersten Abenden keine Spur gesehen worden. Vogel bemerkt weiter, dass das Spectrum der Nova eine gewisse Aehnlichkeit mit dem (continuirlichen) Spectrum des Andromedanebels gehabt habe, und dass es jedenfalls nicht dem Typus IIIb zugehöre; es wird noch erwähnt, dass zuweilen der Eindruck heller Linien vorhanden gewesen sei.

Die Beobachtungen Maunders**) stimmen mit den vorigen sehr gut überein. Derselbe bezeichnet das Spectrum als vollständig continuirlich ohne eine Spur heller oder dunkler Linien. Roth, Orange und Violett waren sehr schwach, so dass das Spectrum eigentlich nur von *D* bis *F* zu erkennen war; auch Maunder hebt die grosse Aehnlichkeit mit dem Spectrum des Nebels selbst hervor. Später hat derselbe schwächere Dispersion angewendet und beschreibt nun das Spectrum folgendermassen: Das Spectrum war von 430 $\mu\mu$ bis 660 $\mu\mu$ zu erkennen; im Roth und Orange war es sehr schwach, und begann plötzlich dicht bei der Linie *D* heller zu werden. Dann folgte eine relativ sehr helle Strecke, deren Mitte in der Gegend von *E* lag, deren hellste Stelle aber näher nach dem Roth zu lag, etwa bei der Wellenlänge 548 $\mu\mu$. Hier erschien diese Helligkeit zuweilen so scharf begrenzt, dass der Eindruck einer hellen Linie entstand. Von Zeit zu Zeit wurden helle Linien vermuthet, ausser der obigen noch bei 533 $\mu\mu$ und bei 558 $\mu\mu$.

Die übrigen, wenig umfangreichen spectroskopischen Beobachtungen der Nova Andromedae von Perry***) u. A. bestätigen nur, dass das

*) Astr. Nachr., Bd. 112, p. 283, 302, 387. **) Monthly Not. Bd. 46, p. 19.
***) Monthly Not. Bd. 46, p. 22.



Spectrum wesentlich ein continuirliches war. Es ist nach alle dem anzunehmen, dass helle Linien, die ja auch nur vermuthet worden sind, thatsächlich nicht vorhanden waren, und dass der schwache Eindruck derselben nur durch Theile des continuirlichen Spectrums, in welchen die Absorption geringer war, hervorgerufen worden ist. Möglicherweise hat man es hier überhaupt nicht mit einer Nova in dem gebräuchlichen Sinne zu thun.

Dasselbe gilt mit Bestimmtheit von der im December 1885 aufgefundenen Nova Orionis, deren Periode der Veränderlichkeit bereits bekannt ist.

Wenn wir nun im Folgenden auf die Hypothesen näher eingehen, welche die Erscheinung der neuen Sterne erklären sollen, so ist vorher zu bemerken, dass sich dieselben nur auf die beiden Phänomene von 1866 und 1876 beziehen und nur in Bezug auf photometrische Angaben sich auf frühere Erscheinungen erstrecken können.

Von diesen Hypothesen glaube ich alles dasjenige ausschliessen zu dürfen, was zur Grundlage die Annahme hat, dass das Phänomen eines neuen Sternes hervorgerufen sei durch einen Zusammenprall von erloschenen oder nur noch schwach leuchtenden Sternen, in Folge dessen beide Körper in einen Zustand ungeheurer Gluth versetzt werden. Es ist zwar von Seeliger*) nachgewiesen worden, dass die Helligkeitsabnahme der Nova Andromedae — welche, wie oben gezeigt, wahrscheinlich nicht als Nova im Sinne der beiden Erscheinungen von 1866 und 1876 aufzufassen ist — sehr nahe mit der Lichtabnahme übereinstimmt, welche theoretisch abzuleiten ist aus der Abkühlung einer heissen Kugel, deren Wärmeleitungsfähigkeit im Inneren eine constante ist, und welche zur Zeit der plötzlichen Erhitzung (durch Zusammenstoss) im Inneren überall dieselbe Temperatur besitzt; doch spricht ein gewichtiges Moment sehr gegen die angedeutete Hypothese, und das ist die relativ ausserordentlich kurze Zeit, in welcher die Helligkeitsabnahme der neuen Sterne vor sich geht. Selbst wenn man Fixsterne annimmt, deren Grösse um eine Ordnung kleiner ist als diejenige unserer Sonne, von einer Masse also wie etwa diejenige unserer Planeten — eine Annahme, die an und für sich höchst unwahrscheinlich ist — so würde eine durchgreifende Erhitzung einer solchen Masse auf diejenige hohe Temperatur, wie sie durch die spectroskopische Beobachtung gegeben ist, sich nicht binnen wenigen Monaten um das 100fache ihres Betrages verringern können, hierzu würden mindestens Jahrtausende erforderlich sein. Gerade der Umstand der raschen

*) Astr. Nachr., Bd. 113, p. 353.

Helligkeitsabnahme deutet mit Bestimmtheit darauf hin, dass die Ereignisse, welche einen bisher dunklen oder sehr schwachen Stern zum Aufleuchten veranlassen, nur Vorgänge in den äussersten Schichten des Gestirnes sein können, ohne wesentliche Afficirung des Inneren.

Unter Rücksichtnahme auf das eben Gesagte mögen nun die folgenden Hypothesen dargestellt werden.

Zöllner*) hat eine Erklärung der neuen Sterne bereits im Jahre 1865 gegeben, also ohne Kenntniss der spectralanalytisch zu erreichenden Resultate, allein gestützt auf die Beobachtungen des Tychonischen Sternes (11. November 1572). Zöllner nimmt an, dass die Abkühlung eines Sternes vorgeschritten sei bis zur Bildung einer nicht mehr glühenden Schlackendecke. Durch irgend einen Vorgang wird diese Schlackendecke zerrissen, und durch die Oeffnung strömt die innere eingeschlossene Gluthmasse hervor und wird je nach der Grösse ihrer Ausbreitung mehr oder weniger grosse Stellen des Körpers wieder leuchtend machen. Durch das plötzliche Hervorbrechen der sehr heissen Gluthmassen werden die an der Oberfläche des Gestirnes bereits vorhandenen chemischen Verbindungen wieder zersetzt, und diese Zersetzung wird wie bei irdischen Körpern mit einer Licht- und Wärmeentwickelung von Statten gehen. Das starke Aufleuchten ist also nicht nur den durch die hervorgequollene Gluthmasse wieder leuchtend gewordenen Theilen der Oberfläche zuzuschreiben, sondern gleichzeitig einer Art Verbrennungsprocess, der durch die Berührung bereits erkalteter Verbindungen mit der glühenden Masse des Innern eingeleitet wurde.

Diese Hypothese lässt sich ohne Zwang mit allen beobachteten Spectralerscheinungen in Einklang bringen.

Da die Masse der hervorgeströmten glühend flüssigen Materie keine sehr grosse zu sein braucht, so ist ihre oberflächliche Erkaltung binnen wenigen Monaten durchaus plausibel. Das continuirliche Spectrum würde durch diese glühende Masse, das Absorptionsspectrum theils durch die Atmosphäre des Sternes, theils durch die bei der Zersetzung der chemischen Verbindungen frei werdenden Gase erzeugt werden. Die hellen Linien würden ebenfalls von den letzteren sowie von den aus dem Inneren hervorgebrochenen Gasen herrühren. Hierbei wäre diesmal gegen die Annahme nichts einzuwenden, dass die betreffenden Gase eine höhere Temperatur besässen als die glühenden Massen und daher ein Emissionsspectrum ergäben; es würde ferner auch denkbar sein, dass sich die glühenden Gase sehr viel weiter über die Oberfläche des Körpers vertheilten als die flüssigen Massen und daher mit einer

*) Photometr. Untersuchungen. Leipzig 1865.



viel grösseren Fläche ausstrahlten, mithin ein superponirtes Emissionsspectrum gäben, und schliesslich kann auch eine weite Ausbreitung der Gase in die Höhe die Ursache der hellen Linien sein, ähnlich wie bei Typus Ic. Für die Gültigkeit der letzteren Erklärung auch im vorliegenden Falle würde eine allerdings ganz vereinzelt dastehende Beobachtung von Huggins*) sprechen. Huggins sagt: »Am 16. Mai wurde eine sehr schwache Nebelhülle rund um den Stern herum bemerkt, welche, an Helligkeit abnehmend, sich bis zu einem gewissen Abstande vom Sterne erstreckte. Eine vergleichende Beobachtung an benachbarten Sternen zeigte, dass diese Erscheinung nur der Nova eigenthümlich war.«

Vogel bemerkt noch zur Zöllner'schen Hypothese, dass das sehr helle continuirliche Spectrum und die an Intensität dasselbe anfänglich nur wenig übertreffenden hellen Linien sich nicht gut erklären lassen würden allein dadurch, dass gewaltsame Gasausbrüche aus dem Inneren die Oberfläche ganz oder theilweise wieder leuchtend machen, wohl aber unter der Annahme, dass die Lichtausstrahlung durch einen Verbrennungsprocess um ein Beträchtliches erhöht wird. Ist derselbe von kurzer Dauer, so wird das continuirliche Spectrum, wie es bei dem neuen Sterne von 1876 der Fall war, sehr rasch bis zu einer gewissen Grenze an Intensität abnehmen, während die von den glühenden Gasen, welche in enormen Quantitäten dem Inneren entströmt sind, herrührenden hellen Linien im Spectrum sich längere Zeit erhalten werden. Dass das Erblassen des Sternes mit einer Abkühlung der Oberfläche im Zusammenhange steht, geht aus den Beobachtungen des Spectrums unverkennbar hervor, da der violette und blaue Theil desselben schneller an Intensität abgenommen hat als die anderen Theile, und da die Absorptionsstreifen, welche das Spectrum durchzogen, nach und nach dunkler und breiter geworden sind.

Ein wesentlicher Einwurf gegen die Zöllner'sche Hypothese ist kaum zu erheben, es sei denn der Umstand, dass die Nova in der Krone sowohl vorher als auch nachher als schwacher Stern existirt hat, und dass hiermit die von Zöllner geforderte Abkühlung des Sternes bis zur Bildung einer festen Oberfläche im Widerspruche steht.

Eine Hypothese, welche hiervon frei ist und überhaupt den Anschauungen angepasst ist, welche uns jetzt bei den sichtbaren Sternen geläufig sind, ist von Lohse**) aufgestellt worden. Nach ihr braucht die Abkühlung des Sternes nur soweit vorgeschritten zu sein, dass der

*) Monthly Not. Bd. 26, p. 275.

**) Ber. d. Preuss. Acad. d. Wissensch. Berlin. 1877, Dec.

Stern mit einer dichten und kühlen, stark absorbirenden Atmosphäre umgeben ist. Bei einer gewissen Stufe der Abkühlung kann nun eine plötzliche Verbindung einzelner Elemente stattfinden, und die hierbei frei werdende Wärme verursacht das neue Aufleuchten des Himmelskörpers. »Es ist zweifellos, dass jeder glühende (Himmels-) Körper endlich das Stadium erreichen wird, wo diese chemischen Reactionen beginnen, sie werden vielleicht schon, während der Stern noch leuchtete, die Ursache für temporäre Lichterhöhungen sein, da es, wie bekannt, chemische Verbindungen gibt, die bei ziemlich hoher Temperatur sich bilden können. Die Dämpfe dieser Verbindungen werden mit der Zeit wesentlich dazu beitragen, den Durchgang des Lichtes zu hemmen und durch ihre Vermehrung für uns das endliche Erlöschen des Sternes herbeizuführen, bis dann später, wenn die Temperatur so weit gesunken ist, dass die Vereinigung derjenigen elementaren Stoffe erfolgen kann, die einen beträchtlichen Bruchtheil des Körpers ausmachen und eine bedeutende Verbrennungswärme entwickeln, ein plötzliches Auflodern des Sternes erfolgt, wobei nicht ausgeschlossen ist, dass sich dieser Vorgang bei ein und demselben Sterne in Folge der verschiedenen Dissociationstemperaturen mehrmals wiederholt, bis alle möglichen Vereinigungen erfolgt sind.«

So plausibel diese Hypothese auch auf den ersten Blick erscheint, so muss doch bemerkt werden, dass in ihr grosse Schwierigkeiten implicite enthalten sind. Zunächst ist die beträchtliche Anfangshelligkeit des continuirlichen Spectrums nicht zu erklären. Allerdings tritt bei Explosionen stets ein continuirliches Spectrum auf, welches von den stark verdichteten glühenden Gasen herrührt, und man könnte diese Thatsache auf die auf dem Sterne vorausgesetzte Explosion ausdehnen. Hierbei würde die Erklärung der immerhin langen Zeitdauer des continuirlichen Spectrums Schwierigkeiten bereiten, ganz besonders aber der Umstand, dass alsdann die hellen Linien, als deren Verbreiterung das continuirliche Spectrum zu betrachten wäre, nicht als einigermassen scharfe zu erkennen sein würden.

Die grosse Heftigkeit der Vorgänge auf einem Sterne bei seinem Aufleuchten deutet darauf hin, dass sie, wenn sie auch nur oberflächlich stattfinden, doch beträchtliche Massen betreffen, dass also die chemische Vereinigung innerhalb grosser Gebiete plötzlich erfolgen muss. Dies ist aber nur möglich, wenn die Temperatur innerhalb des grossen Gebietes eine durchaus gleiche ist, wenn ein Zustand absoluter Ruhe herrscht und keine Strömungen, seien es radiale, seien es seitliche, stattfinden. Das sind aber Voraussetzungen, die höchst unwahrscheinlich sind, und von denen die Sonne gerade das Gegentheil zeigt. Naht

die Temperatur derjenigen Grenze, wo eine chemische Verbindung statthaben kann, so werden solche Verbindungen nur innerhalb sehr eng begrenzter Bezirke vor sich gehen können; und es wird durch die hierbei entstehenden Temperaturerhöhungen ein fortwährender Kampf zwischen Verbindung und Zersetzung stattfinden, bis schliesslich in Folge der Ausstrahlung in den Raum die erstere das Uebergewicht behielt. Für jeden einzelnen Punkt der Oberfläche ist dieser Vorgang ein discontinuirlicher, für den Gesammtstern aber ein continuirlicher und gleichmässiger.

Eine beachtenswerthe Hypothese über die Ursache des Aufleuchtens der neuen Sterne ist von Wilsing*) aufgestellt worden. Wilsing bemerkt im Verfolg seiner Untersuchungen über die Veränderlichkeit der Sterne unter der Klinkerfues'schen Annahme, dass die Veränderlichen enge Doppelsterne sind, deren Atmosphären durch die gegenseitige Anziehung deformirt werden, dass die hierbei gewonnenen Resultate auch auf die neuen Sterne anwendbar sind.

Man hat sich einen neuen Stern als sehr excentrischen Doppelstern mit sehr geringer Periastrondistanz vorzustellen, so dass die durch die gegenseitige Anziehung bewirkte Deformation der Atmosphäre von der Ordnung der Höhe der Atmosphäre ist. Es wird in diesem Falle zur Zeit des Periastrons die Oberfläche des mit einer stark absorbirenden Atmosphäre umgebenen Sternes zum Theil von letzterer freigelegt, so dass also zunächst eine beträchtliche Aufhellung des continuirlichen Spectrums erfolgt. Mit der Deformation der Atmosphäre wird gleichzeitig auch im Inneren des Sternes eine Fluthwirkung stattfinden, in Folge deren gewaltige Eruptionen glühender Gasmassen erfolgen können.

Das continuirliche Spectrum ist durchzogen von den Absorptionsbändern, welche von den noch mit Atmosphäre bedeckten Theilen der Oberfläche herrühren, und von hellen Linien, welche die aus dem Inneren hervorbrechenden glühenden Gasmassen liefern. Bei zunehmender Entfernung des Begleiters nach dem Durchgange durch das Periastron bedeckt sich die Oberfläche allmählich wieder mit der Atmosphäre und die Intensität des continuirlichen Spectrums wird immer kleiner. Die wegen der geringeren Dichtigkeit wesentlich oberhalb der absorbirenden Atmosphäre befindlichen glühenden Gasmassen kühlen sich langsam ab, und hiermit findet auch eine Abnahme der Intensität der hellen Linien statt.

Es muss darauf hingewiesen werden, dass unter Annahme dieser Hypothese auch die Nova Andromedae in die Classe der neuen Sterne

*) Astr. Nachr. Bd. 124, p. 121.

passen würde, indem man nur anzunehmen braucht, dass wohl eine Deformation der Atmosphäre, nicht aber ein Hervorbrechen der glühenden Gase aus dem Inneren stattgefunden habe; es würde in diesem Falle nur eine Aufhellung des continuirlichen Spectrums erfolgen.

Es lässt sich nicht leugnen, dass die Annahme von Doppelsternen mit Umlaufszeiten von vielen hundert Jahren und einer so ausserordentlich geringen Periastrondistanz etwas Unwahrscheinliches an sich hat; indessen ist die Existenz von Doppelsternen äusserst geringer Distanz durch die Systeme von Algol und den übrigen Veränderlichen dieser Art mit Sicherheit nachgewiesen, Systeme, die man in früheren Zeiten für höchst unwahrscheinlich hielt.

Unter den Möglichkeiten, welche eine oberflächliche Erregung eines in der Abkühlung stark vorgeschrittenen Fixsternes hervorrufen können, muss auch des Zusammenstosses eines Fixsterns mit einer relativ sehr kleinen Masse gedacht werden, respective des Sturzes eines kleinen Himmelskörpers, etwa von der Masse eines unserer Asteroiden, auf den Fixstern. Die hierdurch an einem Punkte der Oberfläche eventuell entstehende Wärme ist eine ganz enorme und würde im Stande sein, auf einen grösseren Umkreis hin eine beträchtliche Erhitzung der Atmosphäre, verbunden mit Verbrennungsprocessen, vielleicht auch mit Ausbrüchen aus dem Inneren hervorzubringen. Um die nöthige Geschwindigkeit der Abkühlung zu erklären, würde nur, wie bei der Zöllner'schen Hypothese, die Annahme einer verhältnissmässig weiten Verbreitung der heissen Massen über die Oberfläche hin nothwendig sein. Das Zusammentreffen eines Fixsternes mit einem kleinen Körper ist an und für sich durchaus nicht unwahrscheinlich. Es möge jedoch an dieser Stelle der Hinweis auf die Möglichkeit dieser Erklärung genügen.

Die Spectra der Classe IIIa.

Die Sterne der Classe IIIa zeichnen sich bei directem Anblicke durch ihre ausgesprochen röthliche Färbung aus. Bei den verschiedenen Repräsentanten dieser Classe geht die Färbung von röthlichgelb durch orange hindurch bis gelblichroth. Viele veränderliche Sterne langer Periode gehören zu diesen Sternen.

Die röthliche Färbung der Sterne ist ohne Weiteres aus dem Aussehen des Spectrums erklärlich. Die Anzahl der dunklen Linien wächst immer mehr nach den brechbareren Theilen des Spectrums zu und zwar von *G* an so stark, dass mit der *G*-Gruppe das Spectrum wie abgeschnitten erscheint. Gleichzeitig ist in diesen Theilen des Spectrums auch eine stärkere allgemeine Absorption vorhanden, so dass die Haupt-

mengen des Lichtes auf die rothen, gelben und grünen Strahlen entfallen.

Da die hauptsächlichsten Absorptionsgruppen des Typus IIIa mit denjenigen des Sonnenspectrums übereinstimmen, so ist eine gewisse allgemeine Aehnlichkeit beider Spectra noch deutlich wahrzunehmen. Im Einzelnen aber ist diese Aehnlichkeit nicht mehr gewahrt, da die Intensität der Linien sehr verschieden ist, indem schwächere Linien des Sonnenspectrums verstärkt erscheinen; ausserdem treten neue Linien auf. Im Allgemeinen sind die Absorptionslinien alle kräftiger als im Sonnenspectrum, und dies bedingt in Verbindung mit ihrer grösseren Anzahl, dass die Linien einzelner Gruppen so ineinander fliessen, dass an diesen Stellen das continuirliche Spectrum fast völlig absorbirt ist; solche Gruppen erscheinen dann als breite, verwaschene Bänder.

Ist durch das Vorstehende schon ein charakteristischer Unterschied von dem Spectrum der Classe IIa gegeben, so wird derselbe nun vervollständigt durch die eigenthümlichen Absorptionsbänder, welche die rothen, gelben und grünen Theile des Spectrums durchziehen, und welche das vorhin besprochene Absorptionsspectrum der Metalllinien überlagern.

Derartige Bänder, die, an einer Seite scharf begrenzt, sich nach der andern allmählich verlieren, sind charakteristisch für chemische Verbindungen, und ihr Auftreten bei den Sternen der dritten Classe beweist, dass in gewissen Höhen der Atmosphären dieser Sterne die Temperatur so weit gesunken ist, dass chemische Verbindungen entstehen und sich halten können. Diese Erscheinung passt vollkommen zu derjenigen, welche das Verhalten des Spectrums der Metalllinien zeigt, es entspricht einem Fortschritt in der Entwickelung der Sterne von der zweiten Classe ab im Sinne der Abkühlung.

Der hellste Stern des Typus IIIa ist α Orionis, und sein Spectrum ist dementsprechend am genauesten untersucht. α Herculis stellt vielleicht das Spectrum dieser Classe noch reiner dar, doch ist dasselbe für detaillirte Untersuchungen bereits zu schwach.

Die Anzahl der besonders hervortretenden Absorptionsbänder, welche nach dem Violett zu scharf begrenzt erscheinen, beträgt 6. Die hauptsächlichsten Wellenlängenbestimmungen dieser Bänder sind von H. C. Vogel und von Dunér erhalten worden und beziehen sich auf die Kanten der Bänder, und da sich an den scharfen Kanten derselben meistens eine kräftige Linie befindet, auf diese letztere. Die Messung der verwaschenen Kante ist natürlich sehr viel ungenauer.

Die Vogel'schen Messungen bei mehreren Sternen der 3bten Classe sind in der folgenden Tabelle enthalten.

Nr.	α Orionis	α Herculis	ϱ Persei	R Leonis min.	β Pegasi	α Scorpii	α Herculis Wien	Mittel
	μμ	μμ	μμ	μμ	μμ	μμ	μμ	μμ
1	668	—	—	—	—	—	—	668
	647	—	—	—	650.6	—	—	648.9
2	630.3	630.6	—	—	630	628.7	—	629.9
	616.5	617	—	—	613.7	619.2	615.7	616.3
3	594.9	597	—	—	595	600.4	—	596.9
	585.9	586	587.3	587	587.6	587.1	—	586.8
4	564.3	567.6	—	—	563	—	—	565.0
	559.2	560.1	—	—	560.4	—	—	559.9
5	551.6	(557.1)	—	—	—	—	—	551.6
	544.5	545	546.2	546	545.1	—	544.9	545.3
6	527.3	529.2	—	—	—	—	—	528.2
	524.7	524.0	—	—	—	—	—	524.4
7	522.5	521.8	—	—	523.8	521.2	—	522.3
	516.8	517.2	517.0	517.0	516.8	517.2	516.8	516.9
8	502.5	—	501.4	503.5	505	—	—	503.1
	495.9	496.0	496.2	496.2	496.0	—	495.6	496.0
9	482	—	—	—	484	—	—	483.1
	476.4	476.9	476.5	477	477	—	476.5	476.7
10	472	474	—	—	—	—	—	473
	460	462	460	—	—	—	—	460.8

Die Messungen von Dunér geben die nachstehenden Werthe, nebst den Mitteln aus Vogel und Dunér.

Nr.	α Orionis	α Herculis	Mittel	Gesammt-Mittel
	μμ	μμ	μμ	μμ
1	663.9	—	663.9	666
	649.6	—	649.6	649.3
2	628.1	626.1	627.4	628.7
	616.1	617.1	616.4	616.4
3	595.4	593.2	594.7	595.8
	585.5	585.8	585.6	586.2
4	564.1	564.6	564.3	564.7
	558.8	560.2	559.3	559.6
5	550.7	549.4	550.3	551.0
	544.9	545.9	545.2	545.3
6	527.0	—	527.0	527.6
	524.1	—	524.1	524.3
7	520.7	522.6	521.4	521.9
	516.7	517.3	516.9	516.9
8	503.8	503.1	503.6	503.4
	496.0	495.7	495.9	496.0
9	485.7	485.5	485.6	484.4
	477.1	477.1	477.1	476.9
10	—	—	—	473
	—	—	—	460.8

Diese Zusammenstellung ist nach **Dunér***) ausgeführt, in der zweiten Tabelle ist den Messungen des Spectrums von *α* Orionis das doppelte Gewicht von denjenigen von *α* Herculis gegeben.

Die Bänder 5 und 7 sind die kräftigsten, doch scheinen in Bezug auf die Intensitäten der Bänder bei den einzelnen Sternen Verschiedenheiten aufzutreten.

Dunér macht darauf aufmerksam, dass mehrere dieser Bänder mit sehr starken Linien enden, so befindet sich an der Kante des Bandes 2 die Calcium-Doppellinie 616.5 *μμ*, Band 3 beginnt mit der Calciumlinie 585.7 *μμ*. Band 4 endet mit zwei starken Linien, welche dem Calcium und Eisen angehören, Band 5 mit den sehr starken Eisenlinien 545.1 *μμ* und 544.5 *μμ*, Band 7 mit der *b*-Gruppe, Band 8 mit der Eisenlinie 495.9 *μμ* und Band 9 ebenfalls mit einer stärkeren Linie. Wir werden hierauf noch später zurückkommen.

Was nun das Linienspectrum von *α* Orionis angeht, so hat **Huggins** in demselben 78 Linien messen können, **Vogel** deren 87; die Resultate beider Beobachter sind in der folgenden Zusammenstellung wiedergegeben.

W.L. Vogel	Huggins	Dunér	W.L. Vogel	Huggins	Dunér
μμ	μμ	μμ	μμ	μμ	μμ
—	(647.9)(639.1)(634.9)	(663.9)(649.6)(633.8)	579.8	—	—
630.3	630.5	628.1	578.3	—	—
628.2	628.2	—	577.6	577.8	578.0
626.9	627.0	—	576.0	575.0	—
623.6	623.5	—	573.4	—	—
619.1	618.9	—	571.6	571.7	—
616.5	616.3 (615.6)	616.1	570.4	569.6	570.1
612.1	612.1 (611.0)	—	566.5	566.9	567.0
610.1	609.9	—	565.8	565.5	—
606 :	606.4	—	564.3	564.2	564.1
600.7	600.3	600.6	563.3	563.9 (561.9)	—
599.1	599.6	—	560.1	560.3	—
597.2	597.1	—	559.2	559.1	558.8
594.9	595.0	595.4	557.0	557.4	—
592.2	592.3	—	555.8	555.6	—
589.5	589.7 *Na*	—	554.6	553.5	—
589.1	589.1 *Na*	—	552.9	552.6 *Mg*	—
587.2	586.9	—	551.6	551.6	—
585.9	585.8	585.5	551.2	550.5	550.7
583 :	—	—	550.3	550.2 (549.6)	—
581.1	580.7	581.5	548.8	548.9	—

*) Sur les étoiles à spectres de la troisième classe. Kongl. Svenska Vetenskaps-Akademiens Handlingar 1884. Bandet 21, Nr. 2.

W.L. Vogel	Huggins	Dunér	W.L. Vogel	Huggins	Dunér
μμ	μμ	μμ	μμ	μμ	μμ
547.5	547.0	—	515.2	516.3	—
545.1	544.9	544.9	514.3	514.3	514.6
544.5	544.3	—	512.2	—	—
543.6	—	—	510.9	510.5	—
543.1	542.9	542.8	509.7	—	—
541.6	541.3	541.0	508.1	—	—
540.1	540.4	—	507.7	507.7	—
539.2	539.3	538.1	506.4	506.4	—
537.3	537.2 (537.9)	—	504.9	505.7	—
536.0	535.3	536.3	503.8	—	503.4
534.4	534.8	534.2	502.5	—	—
533.7	533.1	—	501.2	—	—
532.3	532.1	532.4	498.3	—	—
530.1	—	—	496.8	496.4	—
529.2	529.4	529.5	495.9	495.7	496.0
528.1	528.2	—	492.6	—	—
527.3	—	527.0	489.4	—	—
526.3	526.4	—	486.3	— *H*	485.7
524.7	524.4	524.1	482 :	—	—
522.5	522.9	—	476.4	475.7	477.1
520.9	521.4	520.8	464.4	—	—
520.4	520.7	520.2	459.5	—	—
519.3	519.8	—	453.7	—	—
518.4	518.4 *Mg*	—			
517.2	517.3 *Mg*	—			
516.8	516.8 *Mg*	516.7			

Die beistehende Darstellung des Spectrums von α Orionis von H. C. Vogel (Fig. 64) ist die detaillirteste Zeichnung, welche über-

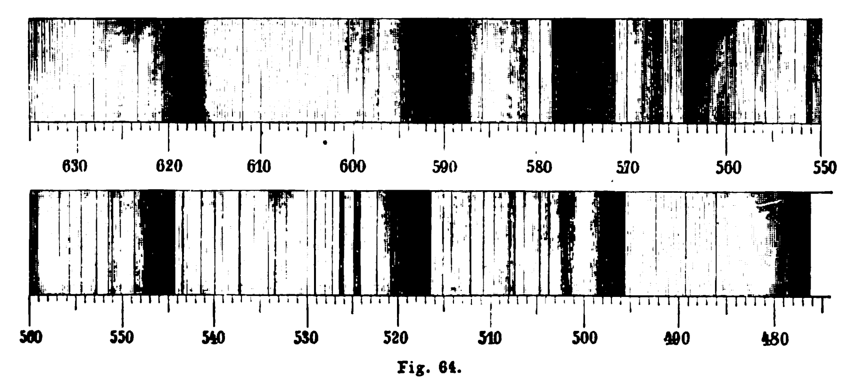


Fig. 64.

haupt von einem Sternspectrum auf Grund directer Beobachtungen hergestellt worden ist. Sie enthält weit mehr Linien, als in dem vor-

stehenden Verzeichnisse aufgeführt sind, da sie die Resultate vieljähriger Beobachtungen umfasst.

Ich gehe nun zu den Resultaten über, welche ich aus den Aufnahmen des Spectrums von α Orionis mit dem Potsdamer Spectrographen erhalten habe. Die Anzahl der auf der Strecke von 429 $\mu\mu$ bis 463 $\mu\mu$ gemessenen Linien beträgt 169. Da auf diesem Theile des Spectrums die charakteristischen starken Absorptionsbänder fehlen, so können diese Ausmessungen keinen weiteren Aufschluss über das Absorptionsspectrum der chemischen Verbindungen geben, wohl aber sind sie wegen der grossen Genauigkeit geeignet, den Charakter des metallischen Absorptionsspectrums besser festzulegen.

Eine directe Vergleichung des Spectrums von α Orionis mit dem der Sonne, in demselben Apparate aufgenommen, lehrt ohne Weiteres die Richtigkeit der schon vorhin ausgesprochenen Behauptung, dass in Bezug auf die hervorragenden Liniengruppen vollständige Aehnlichkeit herrscht, dass aber im Einzelnen sehr starke Abweichungen vorkommen, und zwar folgender Art. Die Absorptionslinien in α Orionis sind durchweg beträchtlich kräftiger und verwaschener als im Sonnenspectrum; aus diesen Gründen fliessen Linien ineinander, die beim Sonnenspectrum deutlich getrennt erscheinen, und es bilden sich breite Bänder an Stelle von in der Sonne deutlich erkennbaren Liniengruppen.

Die Intensitätsverhältnisse isolirter Linien sind im Allgemeinen andere als im Sonnenspectrum; es treten häufig starke Linien da auf, wo im Sonnenspectrum gar keine oder nur sehr schwache vorhanden sind. Eine besondere Eigenthümlichkeit des Spectrums habe ich darin constatiren können, dass bei einer Anzahl der kräftigsten Linien ein nebliger Ansatz nach einer Seite stattfindet, der genau den Anblick im Kleinen gewährt, den die charakteristischen Bänder im Grossen zeigen, nur findet die Ausbreitung bei verschiedenen Linien nach verschiedenen Seiten hin statt.

Aus den angedeuteten Gründen ist nun trotz der grossen Genauigkeit der Messungen eine Identificirung mit den Linien des Sonnenspectrums sehr schwierig. Ich habe in dem folgenden Verzeichnisse zwar fast für jede einzelne Linie eine entsprechende des Sonnenspectrums angeben können, es bleibt indessen wegen der Intensitätsunterschiede fraglich, ob die angeführten Sonnenlinien alle wirklich den Sternlinien entsprechen, oder ob andere, im Sonnenspectrum nicht vorhandene Linien vorliegen. Das Zusammenfliessen der Linien bedingt, dass in sehr vielen Fällen eine Reihe von Sonnenlinien angeführt werden muss.

Nr.	α Orionis	Bemerkungen	Sonne	Bemerkungen
	μμ		μμ	
1	429.464	6 breit	429.464 (6)	*Fe*
2	429.634	2.	429.633 (3)	
3	429.909	Band	429.926 (6)	und 4 weitere Linien
4	430.134		430.134 (3)	
5	430.294	6 breit	430.275 (3)	*Fe* und 430.314 (6)
6	430.611	*G*-Gruppe	*G*-Gruppe	
7	431.051			
8	431.161	2.	431.147 (3)	und 431.170 (3)
9	431.301	3.	431.310 (4)	
10	431.368	1.	431.338 (6)	und 431.410 (6)
11	431.411	breites Band	431.410 (6)	ausserdem noch andere Linien
12	431.496		431.482 (7)	
13	431.630		431.649 (1)	
14	431.711	1.	431.732 (4)	
15	431.814	2 scharf	431.822 (3)	
16	431.913	3 breit	431.913 (7)	
17	431.974	2 scharf	?	
18	432.136	6 nach Roth verwaschen	432.123 (5)	*Fe*, folgen 2 Linien nach Roth hin
19	432.210	sehr breit	432.220 (4)	, die letzte der zwei Linien
20	432.406	2 matt verwaschen	432.374 (4)	und 432.432 (5)
21	432.567	sehr starkes Band	432.543 (7)	mehrere Linien, darunter 432.622 (10) *Fe*
22	432.761		432.751 (6)	
23	433.068	3 nach Roth verwaschen	433.068 (4)	
24	433.324	3 scharf	433.325 (4)	
25	433.443	2 scharf	433.444 (2)	
26	433.533	2 scharf	433.529 (1)	
27	433.735	nach Roth verwaschen	433.735 (6)	*Fe* und mehrere Linien
28	433.913		433.908 (3)	
29	434.071	6 breit	434.071 (9)	*H*
30	434.338	1 scharf	434.349 (5)	*Fe*
31	434.479	6 nach Violett verwaschen	434.479 (5)	*Fe*, Linien nach Viol. in der Nähe
32	434.761	6 nach Violett verwaschen	434.752 (4)	nach Violett nicht mehr Linien als nach Roth
33	434.925	2 scharf	434.930 (5)	*Fe*
34	435.095	breites Band	435.080 (3)	mehrere nicht starke Linien dazwischen
35	435.223		435.223 (7)	
36	435.322	2 scharf	435.312 (6)	*Fe*
37	435.510	4 nach Violett verwaschen	435.495 (4)	Viol. keine wesentlichen Linien
38	435.628	3 scharf	435.637 (4)	
39	435.711	1 ?	435.701 (4)	
40	435.877	4 verwaschen	435.854 (4)	und 435.891 (6) *Fe*
41	436.001	3 scharf	436.001 (7)	
42	436.122	2.	436.121 (5)	*Fe*
43	436.230	1.	?	
44	436.369	3.	436.363 (5)	

Nr.	α Orionis	Bemerkungen	Sonne	Bemerkungen
	μμ		μμ	
45	436.500	1.	436.509 (3)	
46	436.623	2.	436.634 (5)	*Fe*
47	436.668	2	436.634 (5)	*Fe* und 436.700 (6)
48	436.805	3 breit	436.805 (7)	*Fe*
49	436.849	3 breit	436.836 (5)	
50	437.020	2 scharf	437.022 (6)	*Fe*
51	437.160	5 scharf	437.145 (6)	und 437.175 (6)
52	437.363		437.375 (4)	und mehrere Linien
53	437.482	breites Band	437.492 (6)	*Fe* und mehrere Linien
54	437.638		437.638 (6)	*Fe*
55	437.960	5 nach Violett verwaschen	437.968 (6)	nach Roth keine hervorragenden Linien
56	438.262		?	
57	438.396	breites Band	438.396 (8)	*Fe*
58	438.535		438.512 (6)	*Fe* und 438.550 (6)
59	438.581		438.576 (6)	*Fe*
60	438.958	6 nach Roth verwaschen	438.961 (5)	nach Roth mehrere Linien
61	439.211	4 scharf	439.208 (5)	
62	439.533	6 nach Violett verwaschen	439.535 (7)	*Fe*
63	439.815	4 nach Violett verwaschen	?	
64	440.010		440.000 (6)	
65	440.012	breites Band	440.069 (6)	Linien noch dazwischen
66	440.174		440.168 (6)	*Fe*
67	440.449	5 nach Violett verwaschen	440.499 (8)	*Fe*
68	440.668	1.	440.681 (6)	
69	440.782		440.785 (6)	*Fe* und 440.837 (4)
70	440.861	breites Band	440.864 (6)	*Fe*
71	440.933		440.932 (4)	
72	441.096	3.	441.067 (4)	und 441.121 (5)
73	441.232	5! scharf	441.235 (4)	
74	441.535	6 nach Violett verwaschen	441.510 (8)	*Fe* und 441.559 (6)
75	441.719	matte Absorption	441.687 (5)	und 441.734 (4)
76	441.771	1?	441.779 (6)	
77	442.019	2 nach Roth verwaschen	442.033 (3)	nur schwache Linien in der Nähe
78	442.157	2.	442.170 (3)	
79	442.291	3.	442.269 (6)	*Fe*
80	442.423	2 scharf	442.442 (5)	
81	442.563	4 scharf	442.563 (7)	
82	442.735	5 scharf	442.746 (7)	*Fe*
83	443.060	6 nach Violett verwaschen	443.030	*Fe* und 443.089 (6) *Fe*
84	443.389		443.353 (6)	*Fe*; mehrere Linien dazwischen
85	443.533	breites Band	443.533 (8)	
86	443.686		443.662 (5)	
87	443.817	4 scharf	443.813 (4)	
88	444.027	1 matt	444.022 (4)	*Fe*
89	444.193		444.207 (5)	444.270 (6) *Fe*

Nr.	α Orionis	Bemerkungen	Sonne	Bemerkungen
	μμ		μμ	
90	444.320	breites Band (90–92)	444.320 (4)	und 444.357 (5) *Fe*
91	444.431		444.418 (6)	
92	444.449		444.455 (4)	
93	444.575	3 scharf	444.585 (4)	*Fe*
94	444.752	4 verwaschen	444.751 (5)	und 444.721 (5) *Fe*
95	444.812	nach Violett verwaschen	444.812 (6)	*Fe*; die vorigen Linien schliessen nach Violett hier an
96	444.942	3.	444.951 (5)	nur schwache Linien hierzwischen (96–97)
97	445.081	2.	445.081 (6)	*Fe*
98	445.213	2.	445.196 (5)	
99	445.353	3.	445.371 (4)	*Fe* ?
100	445.516	4 nach Roth verwaschen	445.516 (6)	nach Roth folgen starke Linien
101	445.773	2 scharf	445.787 (6)	
102	446.007	breit, matt	446.012 (4)	
103	446.198	6 nach Roth verwaschen	446.198 (5)	*Fe*; nach beiden Seiten viele Linien
104	446.498	3 matt	446.477 (5)	und 446.508 (5)
105	446.704	3.	446.684 (6)	*Fe* und 446.724 (5)
106	446.887	3 zwei Linien?	446.897 (6)	und 446.964 (6) *Fe*
107	447.182	4 verwaschen	447.193 (3)	?
108	447.305	2 scharf	447.305 (6)	
109	447.569	2 matt	447.552 (3)	
110	447.627	2.	447.627 (6)	*Fe*
111	448.000	2.	447.981 (5)	*Fe*
112	448.268	6 nach Violett verwaschen	448.237 (7)	*Fe* und 448.299 (5) *Fe*
113	448.440	3.	448.447 (5)	*Fe*
114	448.600	1.	448.592 (5)	*Fe*
115	449.002	6 beiderseits verwaschen	448.995 (5)	und 499.035 (5) *Fe*
116	449.477	4.	449.477 (6)	*Fe*
117	449.664	5 verwaschen	449.627 (5)	449.713 (5) *Fe*
118	449.925	2 scharf	449.935 (4)	
119	450.150	3 breit	450.150 (6)	
120	450.183	3 breit, verwaschen	450.199 (3)	
121	450.483	1 scharf	450.507 (5)	*Fe*
122	450.694	2 breit	450.701 (3)	
123	450.853	1.	450.863 (5)	*Fe*
124	450.996	2 scharf	450.998 (4)	*Fc*
125	451.288	3.	451.301 (5)	
126	451.563	1.	451.563 (5)	*Fe*
127	451.837	5.	451.829 (4)	
128	452.019	3.	?	
129	452.296	6.	452.296 (6)	*Fe*
130	452.716	3 sehr verwaschen	452.721 (5)	stärkere Linien in der Nähe
131	452.894	3 verwaschen	452.894 (7)	*Fe*
132	453.118	4 scharf	453.140 (5)	*Fe*
133	453.339	breites Band (133–134)	453.347 (5)	*Fe*; mehrere Linien dazwischen
134	453.608		453.590 (6)	und 453.627 (6

Nr.	α Orionis	Bemerkungen	Sonne	Bemerkungen
	μμ		μμ	
135	453.967	breites, verwaschenes Band	?	viele Linien im Sonnenspectrum
136	454.068		?	
137	454.220		?	
138	454.490	ganz verwaschen	454.495 (5) *Fe*	
139	454.890	Band	454.908 (4)	
140	454.990		454.990 (6) *Fe*	
141	455.231	3 scharf	?	
142	455.395	3.	?	
143	455.547	1.	454.531 (4)	
144	455.831	1.	455.836 (3) *Fe*	
145	456.061	5 breit	?	viele schwache Linien
146	456.229	breites Band	?	
147	456.346		?	
148	456.528		?	
149	456.603		456.587 (6) *Fe*	
150	456.868	2 scharf	456.861 (4)	
151	457.157	6 verwaschen	457.142 (6)	
152	457.498	2 breit	457.507 (5) *Fe*	
153	457.72	1.	?	
154	458.04	4 nach Violett verwaschen	458.038 (5) *Fe*	
155	458.40	3 breit	458.417 (6) *Fe*	
156	458.62	4 breit	458.622 (6) *Fe*	
157	459.41	3.	?	
158	460.02	2.	460.017 (4)	
159	460.64	ganz verwaschen	?	
160	460.85	2.	?	
161	461.01	1.	?	
162	461.06	2.	?	
163	461.24	2 breit	?	
164	461.46	2 nach Roth verwaschen	461.453 (4) *Fe*	
165	461.51	2.	461.592 (4) *Fe* ?	
166	461.81	2 breit	?	
167	461.85	4 breit	461.914 (6) *Fe*	
168	462.06	2 breit	?	
169	462.54	3.	462.540 (6) *Fe*	

Die vorstehende Zusammenstellung zeigt, dass auch bei α Orionis wie bei den Sternen des zweiten Typus das Eisenspectrum geradezu massgebend für den Charakter des ganzen Spectrums ist, indem ungefähr die Hälfte aller Linien diesem Metalle angehört.

Bei genauerer Betrachtung der einseitig verwaschenen Linien ist keine Andeutung einer etwaigen Auflösbarkeit der Verwaschenheit zu bemerken, und es bleibt deshalb zunächst fraglich, ob man es mit thatsächlich einseitiger continuirlicher Abnahme der Intensität zu thun hat, oder mit ineinander geflossenen Liniensystemen. Es ist nichts darüber

bekannt, ob der erstere Fall überhaupt jemals beobachtet worden ist; stets hat man Absorptionsbänder in ihre einzelnen Componenten zerlegen können, und es scheint daher kein Grund vorhanden zu sein, hier etwas Anderes anzunehmen. Jedenfalls müssen aber die diese Bänder zusammensetzenden Linien sehr dicht stehen, da sie sonst bei der starken Dispersion getrennt erscheinen müssten. Die Bänder des Kohlenwasserstoffes z. B. werden, wie die Figuren auf pag. 231 zeigen, im Spectrographen in die einzelnen Linien aufgelöst.

Es kann nun noch fraglich sein, ob die hier beobachtete Verwaschenheit, die genau mit der bereits angedeuteten bei den starken Absorptionsbändern übereinstimmt, auf Anhäufung feiner Linien beruht, die zufällig an einer Seite einer stärkeren Linie vorhanden sind, oder ob sie physikalisch zu der stärkeren Linie gehört. Wenngleich in einzelnen Fällen das Sonnenspectrum Andeutungen derartiger Anhäufungen zufälliger Natur gibt, so findet dies doch für die grosse Mehrzahl derselben nicht statt, und ich möchte mich daher der letzteren Ansicht zuneigen.

Genauere Untersuchungen über das Entstehen einseitiger Verbreiterungen liegen nicht vor; es ist nur bekannt, dass sie bei chemischen Verbindungen der Metalle entstehen, besonders bei den Oxyden, und die Erscheinung würde demnach in Uebereinstimmung mit allen anderen Eigenthümlichkeiten des Spectrums vom III. Typus auf eine Erniedrigung der Temperatur deuten.

Es ist daran zu erinnern, dass von H. C. Vogel im Spectrum der Sonnenflecken ganz ähnliche einseitige Verwaschenheiten starker Linien beobachtet worden sind. Es scheint nicht fraglich, dass beide Erscheinungen identisch sind, da auch die Sonnenflecken zweifellos Regionen niedrigerer Temperatur darstellen. In den letzteren sind auch Bänder, denen des dritten Typus ähnlich, constatirt worden, und es besteht daher eine merkliche Aehnlichkeit zwischen dem Fleckenspectrum und demjenigen der Sterne des Typus IIIa.

Alles dies lehrt, dass die Sterne des Typus IIIa eine weitere Stufe in dem durch die Abkühlung und Verdichtung gegebenen Entwickelungsgange der Fixsterne darstellen; wir werden uns dieselben auf dem grösseren Theile ihrer Oberfläche in einem Zustande vorzustellen haben, der demjenigen in den Sonnenflecken nahe liegt, und hiermit ist wiederum eine Erklärung des Umstandes gegeben, dass so sehr viele Sterne dieser Spectralclasse zu den Veränderlichen mit langer Periode und zu den irregulären Veränderlichen gehören.

Die am meisten verbreitete Erklärung der Veränderlichkeit dieser Sterne ist die folgende. Ein grosser Theil der Oberfläche derselben ist

mit »Flecken« bedeckt, indessen nicht gleichmässig, sondern auf einer Seite wesentlich angehäuft, und in Folge der Rotation des Sternes, deren Dauer gleich der Periode der Veränderlichkeit zu setzen ist, ist uns bald die fleckenfreie, bald die dunkle Seite des Himmelskörpers zugewendet.

Diese Annahme würde die grosse Regelmässigkeit der Periode einzelner Veränderlichen gut darstellen, während andererseits Unregelmässigkeiten derselben dadurch erklärt werden könnten, dass die Flecken eine gewisse Eigenbewegung sowie überhauptVeränderungen ihres Ortes und ihrer Stärke erfahren. Ein Umstand nur spricht sehr gegen diese Erklärung: die durchschnittlich lange Dauer der Periode, in Folge deren den meisten dieser Sterne Rotationszeiten von nahe einem Jahre zuzuschreiben sein würden. Aus diesem Grunde scheint eine andere Erklärung viel plausibler, welche die Veränderlichkeit in Beziehung setzt zu einer Erscheinung, die der elfjährigen Sonnenfleckenperiode entsprechen würde. Die Rotationsdauer würde hiernach unwesentlich sein, und die Lichtminima der Sterne wären als Fleckenmaxima aufzufassen. Da über die Ursache der Sonnenfleckenperiode nichts bekannt ist, so ist aus der kurzen Zeitdauer derselben auf den veränderlichen Sternen kein Einwurf gegen die vorliegende Hypothese zu erheben, es ist sogar durchaus nicht unwahrscheinlich, dass mit zunehmender Intensität der Erscheinung auch ihre Periode kürzer wird. Die grosse Regelmässigkeit der Erscheinung in einzelnen Fällen und ihre Irregularität in anderen macht die Sache selbst ebenfalls nicht unwahrscheinlich, einfach aus demselben Grunde, dass wir die Ursache der wechselnden Fleckenthätigkeit nicht kennen.

Welche dieser beiden Erklärungen man auch annehmen will, eine Veränderlichkeit der Lichtstärke des Sternes muss auch mit einer Veränderlichkeit des Spectrums verbunden sein. Die Veränderungen im Spectrum werden aber nicht derart sein, dass Linien oder Bänder entstehen oder verschwinden, sondern sie werden nur in einer Verdunkelung resp. Aufhellung derjenigen Linien und Bänder bestehen, die hauptsächlich von den dunkleren Theilen der Oberfläche herrühren. Derartige Veränderungen mit Sicherheit zu constatiren, dürfte sehr schwer fallen und höchstens mit Hülfe der Photographie möglich sein.

Es ist hier zu erwähnen, dass Huggins an eine Veränderlichkeit des Spectrums von α Orionis glaubt, und zwar aus folgenden Gründen. Ein breites Band bei der Wellenlänge 575 $\mu\mu$ wurde im Jahre 1864 von Huggins beobachtet, dagegen 1866 vermisst; ferner hat Secchi 1866 ein Band bei 562 $\mu\mu$ gesehen, während das vorhin erwähnte Band nicht aufgefunden werden konnte. Die Zeit, zu welcher dieses Band nicht gesehen wurde, entsprach einem Lichtmaximum von α Orionis.

Nach Baxendell hat gleichzeitig eine Farbenänderung von α Orionis stattgefunden und zwar in dem Sinne, wie sie aus dem Fehlen des Bandes folgen müsste.

H. C. Vogel hat jedoch das Spectrum von α Orionis während mehrerer Jahre verfolgt, in denen ebenfalls ein voller Lichtwechsel des Sternes stattgefunden hat (1871—1873), und hat zu allen Zeiten die beiden fraglichen Bänder gesehen. Vogel glaubt daher an eine sichtbare Veränderung des Spectrums nicht, sondern vermuthet, dass allein schon die Anwendung verschiedener Vergrösserungen, sowie die Verschiedenheiten des Luftzustandes geeignet seien, die Veränderung des Spectrums als eine scheinbare zu erklären.

Nach den ausführlichen Angaben über das Spectrum von α Orionis dürfte es nicht erforderlich sein, auf die Spectra anderer Sterne der Classe IIIa noch näher einzugehen, da dieselben neue Gesichtspunkte nicht eröffnen würden.

Die Spectra der Classe IIIb.

Nur schwächere Sterne (unter der fünften Grössenklasse) zeigen das Spectrum der Classe IIIb; es ist dies sehr zu bedauern, da gerade dieses Spectrum ein besonders interessantes ist, dessen genauere Erforschung sehr wünschenswerth wäre. Die charakteristischen Bänder dieser Spectra erregen vor Allem dadurch ein besonderes Interesse, dass sie mit denjenigen des Kohlenwasserstoffes identificirt werden konnten, dass also hier nicht nur der Nachweis irgend einer chemischen Verbindung vorliegt, sondern sogar der einer bestimmten.

Sehen wir auch hier von den Untersuchungen Secchis ab, so bleiben nur diejenigen von H. C. Vogel und Dunér übrig, welche ein getreues Bild der Spectra des Typus IIIb zu geben im Stande sind.

Es besteht wohl kein Zweifel darüber, dass auch die Spectra der Classe IIIb die metallischen Absorptionslinien enthalten werden, ähnlich denjenigen der Classe IIIa, indessen ist es wegen der Lichtschwäche der Objecte nicht möglich gewesen, mehr als drei bis vier derartige Linien oder Liniengruppen aufzufinden, und das Hauptinteresse knüpft sich deshalb nur an die breiten Absorptionsbänder.

Der allgemeine Charakter des Spectrums spricht sich dadurch aus, dass die Trennungen, welche das continuirliche Spectrum durch die Absorptionsbänder erfährt, zum Theil so stark sind, dass die Ueberbleibsel des continuirlichen Spectrums fast als helle Linien oder Bänder erscheinen, als welche Secchi sie auch zuerst aufgefasst hat.

Bei der Wellenlänge 430 $\mu\mu$, also ungefähr bei der G-Gruppe, bricht das Spectrum völlig ab, in stärkerem Masse noch als beim Typus IIIa.

Vogel*) stellt das Resultat seiner Beobachtungen folgendermassen zusammen:

1) Die Bänder-Spectra IIIb zeigen in Bezug auf die Lage der Bänder keine Verschiedenheiten; solche sind meist nur in geringem Masse in der relativen Intensität der Bänder anzutreffen.

2) Die charakteristischen Bänder dieser Sternspectra scheinen durch die Absorption von Kohlenwasserstoffen, die in der Atmosphäre der betreffenden Sterne vorhanden sind, hervorgebracht zu werden.

3) Den Spectren der Classe IIIb ist eine breite dunkle Linie eigenthümlich, von der Wellenlänge 576 $\mu\mu$, deren Natur jedoch bisher nicht zu ergründen war.

4) In den Spectren der Classe IIIb sind Linien zu erkennen, die auf Anwesenheit von Metalldämpfen in der Atmosphäre der betreffenden Sterne schliessen lassen; mit Bestimmtheit ist die Anwesenheit von Natrium nachgewiesen worden.

Die Ausmessung der Spectra der Classe IIIb durch H. C. Vogel bezieht sich wesentlich auf folgende Objecte: Schjell. 152; D.M. + 34° 4500; Schjell. 273; Schjell. 78 und Schjell. 51. Das Spectrum der beiden ersten Objecte ist in der Fig. 65 nach den Zeichnungen Vogels wiedergegeben.

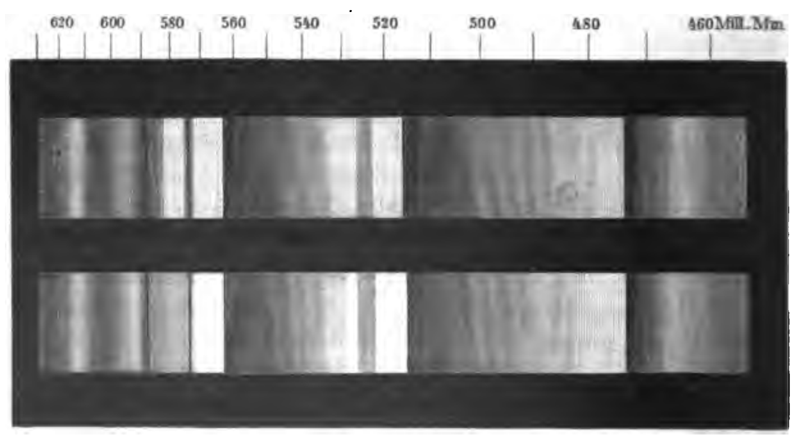


Fig. 65.

Die Resultate der Messungen sind in folgender Zusammenstellung enthalten.

*) Publ. d. Astroph. Obs. z. Potsdam. Bd. III, p. 31.

Object	Schj. 152 Wien	Schj. 152 Wien	Schj. 152 Bothkamp	31° 4500 Wien	Schj. 273 Bothkamp	Schj. 78 Bothkamp	Schj. 51 Bothkamp	Mittel
	μμ	μμ	μμ	μμ	μμ	μμ	μμ	μμ
Anfang des Spectrums	—	—	660:	—	—	—	—	660:
Dunkles Band	—	—	—	—	656:	—	—	656:
Dunkles Band	—	—	622:	—	622:	623:	—	622
Dunkles Band	—	—	—	—	606.6	—	—	606.6
Linie in einem Bande	589.2	—	589.4	589.0	589	590	—	589.4
Ende eines Bandes	584.9	—	—	—	—	—	—	584.9
Linie	574.2	—	575.9	575.1	578	575.6	—	575.8
Linie, Anfang eines Bandes . .	562.2	562.6	562.9	562.1	564	564	564.1	563.2
Linie	—	—	552:	—	552:	—	—	552:
Linie	—	—	544:	—	—	—	—	544:
System von Linien	—	—	528:	527:	529:	—	—	528:
Linie, Anfang eines Bandes . .	516.0	516.4	515.7	516.2	516	515	516.6	516.0
Linie	513.3	—	—	—	—	—	—	513.3
Anfang eines Bandes	471.7	—	473.6	474.5	472	473	—	473.0
Band.	—	—	437:	—	—	—	—	437:
Ende des Spectrums	—	—	430:	—	—	—	—	430:

Dunér hat die folgenden Wellenlängen gemessen:

19 Piscium	132 Schj.	152 Schj.	132 Schj.	152 Schj.	Mittel
μμ	μμ	μμ	μμ	μμ	μμ
621	—	—	—	—	621
604.9	—	—	—	—	604.9
589.6	588.5	—	589.6	591.1	589.9
576.1	575.8	574.8	576.3	576.2	576.1
—	564	562.5	563.4	563.5	563.4
551	—	—	—	—	551:
—	—	—	—	545:	545:
528.6	—	—	—	528.1	528.4
—	516.8	516.0	516.1	516.5	516.4
—	—	—	—	496:	496
—	471.5	472.1	473.0	474.0	472.8
463:	—	—	—	—	463:
—	—	437:	—	—	437:

Stellt man diese beiden Mittelwerthe mit den Wellenlängen der Kohlenwasserstoffbänder zusammen, so erhält man folgende Tabelle:

Object	Vogel	Dunér	Mittel	$C_m H_n$
	μμ	μμ	μμ	
Anfang des Spectrums	660:	—	660:	—
Dunkles Band . . .	656:	—	656:	—
Dunkles Band . . .	622	621	621.5	—
Dunkles Band . . .	606.6	604.9	605.8	606 Mitte des rothen Bandes

Object	Vogel	Dunér	Mittel	$C_m H_n$
	μμ	μμ	μμ	
Linie in einem Bande	589.4	589.9	589.7	
Ende eines Bandes .	584.9	—	584.9	
Linie	575.8	576.1	576.0	
Linie, Anf. eines Bandes	563.2	563.4	563.3	563.51 Anfang des gelben Bandes
Linie	552:	551:	552:	
Linie	544:	545:	545:	
System von Linien .	528:	528.4	528.2	
Linie, Anf. eines Bandes	516.0	516.4	516.2	516.49 Anfang des grünen Bandes
	—	496:	496:	
Linie	513.3	—	513.3	
Anfang eines Bandes	473.0	472.8	472.9	473.82 Anfang des blauen Bandes
	—	463:	463:	
Band	437:	437:	437:	
Ende des Spectrums .	430:	—	430:	

Es kann nach dieser Uebereinstimmung nicht der geringste Zweifel an der Identität des Absorptionsspectrums in den Sternen des Typus IIIb mit demjenigen der Kohlenwasserstoffe bestehen, und es ist also keine Frage mehr, dass die Atmosphären dieser Sterne eine Kohlenwasserstoffverbindung in glühendem Zustande enthalten. Dass der Kohlenwasserstoff einen sehr wesentlichen Bestandtheil der betreffenden Atmosphäre bilde, ist damit nicht ohne Weiteres gesagt, da bekanntlich die Absorptionsfähigkeit der chemischen Verbindungen im Allgemeinen eine viel stärkere ist, als diejenige einfacher Gase. Bei der Besprechung der Cometenspectra hatten wir bereits darauf hingewiesen, dass das Spectrum aller Kohlenwasserstoffe identisch ist und wahrscheinlich von dem Acetylen herrührt, einer Verbindung, in welche die Kohlenwasserstoffe bei höherer Temperatur zerfallen. Man kann daher wohl einen Schritt weitergehen und annehmen, dass auch auf den Sternen der Classe IIIb Kohle und Wasserstoff als Acetylen mit einander verbunden sind, als diejenige Verbindung, welche sich bei zunehmender Abkühlung zuerst von allen Kohlenwasserstoffen bilden würde.

Die Wellenlängen der linienartigen Objecte im Spectrum der Classe IIIb sind die folgenden:

589.7 μμ	545 μμ
576.0	528.2
552	513.3

Die erste Linie ist zweifelsohne identisch mit der *D*-Linie, die fünfte stimmt mit *E* und den in der Nähe befindlichen Liniengruppen überein; für die anderen lassen sich aber im Sonnenspectrum

keine Linien oder Liniengruppen auffinden. Wohl aber findet man im Spectrum von α Orionis hervorragende Linien an diesen Stellen, wenigstens solche Linien, die von allen drei Beobachtern oder mindestens von zweien derselben angegeben worden sind.

Es sind dies:

Vogel	Huggins	Dunér
576.0 $\mu\mu$	575.0 $\mu\mu$	—
552.9	552.6	—
545.1	544.9	544.9 $\mu\mu$
514.3	514.3	514.6

Die Uebereinstimmung ist eine befriedigende, und es erscheint deshalb wohl nicht zu gewagt, die Behauptung aufzustellen, dass die Metalllinien im Spectrum der Sterne IIIb eine gewisse Aehnlichkeit mit denjenigen der Classe IIIa besitzen, und dass sich diese beiden Unterabtheilungen im Wesentlichen nur durch die Verschiedenheit der in ihrer Atmosphäre befindlichen chemischen Verbindungen unterscheiden.

Während es, wie oben gezeigt worden ist, ein Leichtes ist, zwischen den Spectren der Classe IIa und denjenigen der Classe IIIa einen continuirlichen Uebergang herzustellen, macht dies für die Classe IIIb Schwierigkeiten, so dass eine definitive Entscheidung, ob die beiden Unterabtheilungen nebengeordnet sind, oder ob die Classe IIIb eine weitere Entwickelungsstufe der Classe IIIa darstellt, bis jetzt noch nicht getroffen ist.

Pechüle*) ist geneigt anzunehmen, dass das Letztere der Fall ist, und dass der Uebergang von IIIa nach IIIb plötzlich erfolgt oder durch eine Katastrophe, während welcher der Stern helle Linien zeigt. Es ist jedoch nicht recht ersichtlich, weshalb das Absorptionsspectrum einer Atmosphäre sich so wesentlich ändern sollte, wie dies erforderlich ist, um einen Uebergang von IIIa auf IIIb anzunehmen. Die Schwierigkeit der Annahme, dass die beiden Unterabtheilungen coordinirt sind, besteht eigentlich nur darin, dass für den Uebergang von IIa nach IIIb keine directen Daten vorliegen. Dunér bemerkt hierüber Folgendes: »Wenn man die Unterschiede zwischen den Spectren IIIa und IIIb betrachtet, so wird man in der That erkennen, dass man kaum hoffen darf, ein Spectrum zu finden, welches eine Zwischenstufe angibt. Die Spectra IIIa zeigen so zu sagen eine Ausartung des Spectrums IIa. Es folgt hieraus, besonders für nicht allzu helle Sterne, dass es eine Phase geben muss, in welcher man nicht unterscheiden kann, zu welcher Classe

*) Expédition danoise pour l'observation du passage de Vénus. 1882.

das Spectrum gehört. Auch in dem Spectrum IIIb gibt es zweifelsohne verstärkte Fraunhofer'sche Linien, z. B. *D* und das enge Band 8 (528.2), welches wahrscheinlich nichts Anderes als die Gesammtheit der starken Linie in der Nähe von *E* vorstellt, und endlich das schmale Band 5 (576.0), welches sehr nahe mit einer starken Linie übereinstimmt; aber alle diese Details sind nur secundär und relativ wenig in die Augen springend. Das wesentlichste Charakteristikum sind die drei nebligen und breiten Bänder, welche ihren Ursprung einer Kohlenwasserstoffverbindung verdanken. Folglich wird man diese Bänder sehen oder man wird sie nicht sehen, und im ersten Falle wird man auf ein Spectrum IIIb schliessen, im zweiten Falle auf ein Spectrum IIa. Die einzigen Zwischenformen zwischen den Spectren des Typus des Aldebaran und dem normalen Typus IIIb sind also diejenigen, in welchen diese Bänder mehr oder weniger schwach oder kaum sichtbar sind. In der That habe ich constatirt, dass es nicht nur Spectra gibt, in welchen die Hauptbänder, und besonders das Band 6, schwach im Verhältniss zur Helligkeit der Sterne sind, sondern ich habe sogar ein Spectrum auffinden können, welches kaum noch ein Spectrum IIIb ist, aber in welchem der Charakter dieser Classe noch unzweifelhaft zur Geltung kommt.«

»Dieser Stern ist D.M. + 38° 3957 = 541 Birm. In seinem Spectrum habe ich ein ziemlich breites und dunkles Band gesehen, dessen Wellenlänge angenähert 519 $\mu\mu$ ist, und das Spectrum hört plötzlich bei 475 $\mu\mu$ auf. Diese Wellenlängen sind innerhalb der Grenzen ihrer wahrscheinlichen Fehler dieselben wie diejenigen der weniger brechbaren Kanten der Bänder 9 und 10 in dem Spectrum IIIb. Ein einziges Mal habe ich eine sehr schwache Spur von Licht jenseits von 475 $\mu\mu$ zu bemerken geglaubt, und bei den besten Luftzuständen habe ich auch schwache Spuren der Bänder 4 und 6 bemerkt. Unglücklicherweise ist der Stern nur von der 8.2ten Grösse, so dass man mit einem Fernrohr wie dem meinigen nur wenig Detail in dem Spectrum sehen kann. Nichtsdestoweniger scheint mir das, was ich gesehen habe, von einiger Wichtigkeit für die Frage, wie sich ein Spectrum IIa in ein solches von IIIb entwickeln kann.«

»Wenn man dieses Spectrum mit demjenigen anderer Sterne derselben oder geringerer Helligkeit vergleicht, z. B. 145 Schj., D.M. + 34° 56, D.M. + 36° 3168, so sieht man sofort, dass in diesen die Entwickelung der Hauptbänder erst wenig vorgeschritten ist, und dass, wenn die Bänder nur ein wenig blasser gewesen wären, man bei mittleren Luftzuständen überhaupt nichts Besonderes im Spectrum wahrgenommen haben würde. Der Anblick dieses Spectrums scheint demnach das, was ich oben gesagt habe, zu beweisen, nämlich dass es

einen eigentlich mittleren Zustand zwischen den Spectren IIa und IIIb nicht gibt, sondern dass der Uebergang von der einen Classe zur anderen bereits geschehen ist, bevor man die ersten Spuren davon bemerkt.«

»Aber es gibt noch einen Umstand, der unsere Aufmerksamkeit verdient, und der vielleicht zur Kenntniss anderer Spectra führen wird, welche sich noch viel näher bei dem kritischen Punkte befinden, das ist die sehr starke Absorption der brechbarsten Lichtstrahlen, welche das ganze Spectrum sehr kurz erscheinen lässt und dem Stern selbst seine starke rothgelbe Farbe verleiht. Es ist bekannt, dass es mehrere stark gefärbte Sterne gibt, deren Spectra kurz sind, die im Uebrigen aber nichts Bemerkenswerthes bieten; sie verdienen, von Zeit zu Zeit mit sehr starken Instrumenten untersucht zu werden, denn unter ihnen wird man, wie ich glaube, die jüngsten Spectra der Classe IIIb finden.«

Die Dunér'sche Deduction gewinnt noch sehr an Wahrscheinlichkeit, wenn man bedenkt, dass die Uebergänge von IIa nach IIIa wesentlich durch die Veränderungen in den metallischen Absorptionen erkannt sind, und in Bezug auf die Entwickelung der breiten Bänder auch nur insofern, als dieselben in den verschiedenen Spectren in verschiedener Stärke auftreten. Es kann der Fall eintreten, dass ein Spectrum in Bezug auf die metallische Absorption vollständig zu IIIa zu rechnen ist, während dies wegen Fehlens der charakteristischen Bänder thatsächlich noch nicht geschehen darf.

Wegen der Lichtschwäche der zur Classe IIIb gehörenden Sterne ist der Uebergang in Bezug auf die Metalllinien nicht zu verfolgen, und es bleibt daher eine Beurtheilung nur auf die charakteristischen Bänder des Kohlenwasserstoffs beschränkt, und auch diese Beurtheilung ist durch die Lichtschwäche der Sterne sehr erschwert: bei schwächeren Sternen als fünfter Grösse wird man auch nur in beschränkter Weise Uebergänge von IIa nach IIIa finden können.

Es scheint nach dem Vorigen wohl kein Zweifel mehr obwalten zu können, dass man die Classen IIIa und IIIb als coordinirte zu betrachten hat, die sich nur durch die Art der chemischen Verbindung, welche sich in ihrer Atmosphäre zuerst gebildet hat, unterscheiden. Bevor man ermittelt hat, welches die chemische Verbindung in den Sternen der Classe IIIa ist, wird man über die Ursache, welche bei den verschiedenen Sternen zu einer verschiedenen Wirkung führt, und welche also die Trennung in die beiden Unterabtheilungen bedingt, völlig im Unklaren bleiben.

Die Classe III stellt das letzte sichtbare Entwickelungsstadium der Fixsterne dar; als vierte Classe ist diejenige der dunklen Sterne zu

betrachten. Das schliessliche Aufhören der Sichtbarkeit eines Sternes. bedingt durch die zunehmende Abkühlung, wird sehr wahrscheinlich schon eintreten, lange bevor eine eigentliche Abkühlung der Oberfläche bis unter die Glühtemperatur erfolgt ist, sie wird stattfinden allerdings einerseits durch die zunehmende Lichtschwäche des continuirlichen Spectrums, wesentlich aber durch die immer mehr zunehmende Absorption innerhalb der Atmosphäre. Da das Absorptionsspectrum des dritten Typus sich bereits aus drei Theilen zusammensetzt, so wird auch die Zunahme desselben in allen drei Theilen stattfinden: durch Verbreiterung der Metalllinien, durch Dunklerwerden der charakteristischen Bänder und durch zunehmende allgemeine Absorption. Die letzte Ursache des Erlöschens wird wahrscheinlich nicht in den drei genannten Theilen begründet sein, sondern in einem endlich hinzukommenden vierten, nämlich in der Bildung von Condensationsproducten innerhalb der Atmosphäre, ähnlich den Wolken in der unsrigen.

Auch wenn nicht durch andere Erfahrungen die Existenz einzelner dunkler Sterne nachgewiesen wäre, würden die aus den spectroskopischen Beobachtungen erhaltenen Resultate über den Entwickelungsgang der Sterne mit Nothwendigkeit zur Annahme dieser Existenz führen, auch ohne Zuhülfenahme der Erscheinung der neuen Sterne; wir werden auf diesen Punkt gleich nochmals zurückkommen.

Wir haben nun noch über einige allgemeine Folgerungen zu sprechen, welche sich aus den spectroskopischen Beobachtungen der Sterne ergeben.

Ein definitives Urtheil über die Vertheilung der Sterne der einzelnen Spectralclassen am Himmel wird sich erst nach Vollendung der Pickering'schen spectroskopischen Durchmusterung fällen lassen, wenn auch bereits Dunér hierüber Untersuchungen angestellt hat, die aber zu keinem besonderen Resultate geführt haben, da das ihm zur Verfügung stehende Material ein zu unvollständiges und vor allen Dingen ein zu wenig homogenes war.

Von letzterem Einflusse frei ist das durch die Potsdamer spectroskopische Durchmusterung*) gelieferte Material, dafür ist aber der Gürtel von 1° bis 20° nördl. Decl. zu schmal, um vorwurfsfreie Schlüsse über die Vertheilung der einzelnen Spectralclassen am Himmel zuzulassen. Die gefundenen Unterschiede in dieser Vertheilung nach den Rectascensionen sind nur gering, und wenn ein Schluss hieraus auf den ganzen Himmel erlaubt ist, so wird derselbe nur dahin lauten, dass die

*) Publ. d. Astroph. Observ. zu Potsdam. Bd. III.

Vertheilung eine sehr gleichmässige sein dürfte. Es schliesst dies nicht aus, dass einige engbegrenzte Gebiete hiervon eine Ausnahme machen, wie z. B. die Gruppe der Plejaden, deren Componenten fast nur der Spectralclasse Ia angehören.

Die Schlüsse, welche sich auf die Anzahl der Sterne in den verschiedenen Spectralclassen erhalten lassen, sind bedeutend sicherer wie die eben besprochenen. Im Laufe unserer Mittheilungen in diesem Capitel der Fixsternspectra sind bereits genügende Andeutungen darüber gefallen, dass die Zahl der Sterne mit ihrer zunehmenden Entwickelung stark abnimmt, und dass besonders in der Classe IIIb nur schwache Sterne vorkommen. Die Potsdamer Durchmusterung gibt hierüber genauen Aufschluss. Von den 4051 Sternen vertheilen sich, unter Ausschluss von 349 Individuen, deren Spectrum nicht mit Sicherheit festgestellt werden konnte, die übrigen wie folgt:

Classe Ia	2165
IIa	1240
IIIa	288
IIIb	9

Da sich diese Durchmusterung im Allgemeinen nur auf die Sterne bis zur $7^1/_2$ten Grösse einschliesslich bezieht, und andererseits die Sterne der Classe IIIb erst mit der fünften Grössenclasse beginnen, so ist es klar, dass die Anzahl der Sterne dieser Classe eine verhältnissmässig höhere werden würde, sobald die Durchmusterung auf noch schwächere Grössenclassen ausgedehnt wird. In geringerem Masse bezieht sich diese Bemerkung auch schon auf die Classe IIIa.

Soviel ist indessen zu entnehmen, dass die Sterne der Classe Ia merklich mehr als die Hälfte aller Sterne ausmachen, und dass die Anzahl der Spectra der dritten Classe etwa $^1/_4$ derjenigen der zweiten Classe beträgt.

Wir wollen nun der Frage, woher diese ungleichmässige Vertheilung kommt, etwas näher treten, wenngleich wir uns damit auf das Gebiet der Speculation begeben müssen.

Genauer präcisirt lautet diese Frage: »Weshalb wird die Anzahl der Sterne immer geringer, je weiter ihre Verdichtung und Abkühlung vorgeschritten ist?«

Man könnte dieselbe durch die Annahme beantworten, dass die Bildung der Sterne in unserem Sternsystem nahe gleichzeitig begonnen habe, und dass alsdann, da der Grad der Abkühlung innerhalb gegebener Zeit von der Masse des Sterns abhängt, die weissen Sterne die grössten seien und diejenigen des dritten Typus die kleinsten.

Unsere Sonne würde ein Stern der mittleren Grösse sein, und die übrigen Sterne wären in ihrer Hauptanzahl beträchtlich grösser als unsere Sonne.

Es ist klar, dass unter allen Umständen in Folge der verschiedenen Masse die einzelnen Sternindividuen eine sehr verschieden lange Zeit zu ihrer Entwickelung bedürfen werden, und dass daher die obige Erklärung nicht ohne Weiteres von der Hand gewiesen werden darf. Aber gerade die Art der Vertheilung in den Spectralclassen deutet darauf hin, dass diese Erklärung unwahrscheinlich ist; denn man muss annehmen, dass die Massen der Sterne bei der grossen Anzahl nach dem Zufall vertheilt sind, dass also die mittleren Massen am häufigsten und die grösseren oder kleineren am wenigsten häufig auftreten. Hiernach müsste die grösste Anzahl der Sterne etwa einem mittleren Spectralzustande, also jedenfalls nicht der Classe Ia angehören.

Ich glaube, dass die einzige nach dem jetzigen Wissen mögliche Erklärung der Vertheilung der Spectraltypen die folgende sein würde.

Wenn das uns sichtbare Sternsystem thatsächlich in der Unendlichkeit des Weltalls eine Insel ist, so kann dieselbe, unbeschadet der zeitlichen Unendlichkeit des Weltalls, doch für sich einen Entwickelungsanfang haben. Dieser Anfang braucht aber durchaus nicht in der Weise erfolgt zu sein, dass nahe gleichzeitig alle Sterne in den Zustand gelangt sind, bei welchem der Begriff eines Sternes überhaupt anfängt, sondern die Dauer des Anfangs kann von derselben Ordnung sein, wie etwa die Dauer des Entwickelungsganges eines Sternes. Während dieser Zeit, und es ist kein Grund vorhanden, weshalb wir uns nicht noch in derselben befinden sollten, findet ein Entstehen und Vergehen statt, alle Zwischenstufen zwischen beiden sind vorhanden, und das absolute Alter der Sterne ist nach dem Zufall vertheilt. Da dies mit der Masse des Sternes ebenfalls der Fall ist, so ist auch das relative Alter nach dem Zufalle vertheilt, und man müsste demnach alle Spectralclassen gleich häufig antreffen, wenn die Dauer des Verweilens innerhalb derselben für alle Classen die gleiche wäre. Dies ist aber entschieden nicht der Fall, sondern die Dauer desjenigen Zustandes, in welchem das Gestirn noch wesentlich verdichtungsfähig ist, muss die längere sein, weil durch diesen Process ein Ersatz der durch Ausstrahlung verloren gegangenen Wärme und damit ein längeres Erhalten höherer Temperaturgrade stattfindet.

Die grösste Fähigkeit der Verdichtung besitzen aber naturgemäss die am w e n i g s t e n verdichteten Sterne, also diejenigen der Classe I, dann folgen diejenigen der Classe II und schliesslich diejenigen der Classe III.

Diese Annahme erklärt ungezwungen das Verhalten der einzelnen Typen, ja man könnte vielleicht umgekehrt aus diesem Verhalten auf die relative Dauer des Verweilens in den Spectralclassen schliessen und würde hierbei zu dem Resultate gelangen, dass ein Stern doppelt so lange im Zustande I bleibt als im Zustande II, und in diesem wiederum viermal so lange als in III.

Auch bei dieser Betrachtung folgt natürlich der Schluss, dass es dunkle Sterne geben wird; ihre Anzahl hängt dann davon ab, wie weit der erste Anfang der Sternbildung in unserem Sternsystem zurückzudatiren ist, ausgedrückt in der mittleren Zeitdauer einer Sternentwickelung. Ein weiteres Ausspinnen dieser Deductionen möge indessen an dieser Stelle unterbleiben.

Als eines der wichtigsten Resultate der bisherigen spectroskopischen Durchmusterungen von d'Arrest, Vogel, Dunér und Pickering ist zu betrachten, dass kein Spectrum aufgefunden worden ist, welches sich nicht in die Vogel'sche Classenordnung einfügen liesse. Es liegt dies keineswegs daran, dass durch diese Classificirung alle möglichen Combinationen der Spectra bereits erschöpft wären — man braucht z. B. nur an eine denkbare Combination, breite Wasserstofflinien des Typus Ia mit den Absorptionsbändern IIIa, zu erinnern —, sondern die Thatsache selbst muss als ein Beweis für die praktische Richtigkeit der Classeneintheilung gelten.

Scheinbar abnorme Spectra sind mehrfach aufgefunden worden, doch lassen sich auch diese bei näherer Ueberlegung unterbringen. Einige der von Pickering entdeckten ganz abweichenden Spectra führten zu der Erkenntniss, dass die betreffenden Objecte keine Fixsterne, sondern planetarische Nebel sind. Die eigenthümliche Erscheinung, dass die Spectra einzelner lichtschwacher, aber brillant roth gefärbter Sterne einfach continuirlich sind, ohne Bänder, aber mit plötzlichem Abfall des Spectrums im Blau, führt auf den Uebergang der Spectra IIa zu IIIb eventuell auch nach IIIa; die jedenfalls vorhandenen starken metallischen Absorptionen sind wegen der Lichtschwäche der Sterne nicht zu bemerken, und die charakteristischen Bänder der Absorption der chemischen Verbindungen sind noch gar nicht oder zu gering entwickelt. Schliesslich darf nicht unerwähnt bleiben, dass eine ganze Reihe derartiger Beobachtungen, z. B. die Beobachtung heller Linien auf einer grossen Zahl von Sternen, bei denen dieselbe nicht zu erwarten waren, geradezu als ungültig zu bezeichnen sind. Hierhin sind die Beobachtungen von Sherman zu rechnen.

Diese Bemerkung gilt jedoch nicht für die Beobachtungen von

Espin, der bei mehreren veränderlichen Sternen helle Linien entdeckt hat. Hierzu gehören *R* Leonis und *R* Hydrae mit hellen Wasserstofflinien, χ Cygni mit sehr heller D_3-Linie.

Besonders interessant ist das Verhalten von *R* Cygni. Dunér hat das Spectrum dieses Sternes mehrfach beobachtet und jedesmal als IIIa gefunden ohne besondere Eigenthümlichkeiten. Am 13. August 1888 bemerkte Espin in diesem Spectrum die *F*-Linie sehr hell, die Beobachtung wurde von Copeland bestätigt. Damals befand sich der Stern etwa 1 Monat nach seinem Maximum, mit seiner abnehmenden Helligkeit nahm auch diejenige der *F*-Linie ab. Es ist nichts darüber bemerkt, ob ausser der *F*-Linie andere Linien des Wasserstoffes gesehen worden sind, ebenso auch nicht darüber, ob die hellen Linien im Spectrum von *R* Leonis, *R* Hydrae und χ Cygni nur temporäre Erscheinungen sind; doch ist das letztere sehr wahrscheinlich, da alle drei Sterne früher mehrfach spectroskopisch untersucht worden sind.

Ich möchte annehmen, dass das Auftreten der hellen Wasserstofflinie in *R* Cygni eine Erscheinung andeutet, die einen Uebergang zu derjenigen der neuen Sterne bildet. Die auf *R* Cygni eingetretene Katastrophe ist jedenfalls nicht so mächtig gewesen, um eine vollständige Umwälzung des ganzen Spectrums zu erzeugen und andere Gase als den Wasserstoff in Mitleidenschaft zu ziehen. Dasselbe würde voraussichtlich auch für die anderen erwähnten Sterne, *R* Leonis, *R* Hydrae und χ Cygni gelten, mit der Modification für χ Cygni, dass hier die Katastrophe auf einen »Ausbruch« des D_3-Gases beschränkt geblieben ist.

Wir haben es in diesen Fällen höchst wahrscheinlich nur mit zeitlichen Erscheinungen zu thun, nicht aber mit stabilen Zuständen, und nur für die letzteren kann naturgemäss eine Eintheilung gegeben sein. Trotzdem gehören aber Beobachtungen wie die angedeuteten zu den interessantesten und wichtigsten, durch welche unter Umständen grosse Fortschritte in unserer Erkenntniss zu erwarten sind, und es ist deshalb sehr zu empfehlen, ausführlichere Untersuchungen in dieser Richtung anzustellen.

Das Spectrum von *R* Geminorum bereitet in Bezug auf die Einrangirung in eine der Spectralclassen etwas grössere Schwierigkeiten. Dasselbe ist von Vogel*) mehrfach beobachtet worden und weist ausser dunklen Bändern und Linien eine Anzahl heller Linien auf, deren Wellenlängen folgendermassen festgelegt worden sind:

*) Astr. Nachr. Bd. 84, p. 120.

$\mu\mu$	Intensität	
604	6	
581	10	hellste Linie, ziemlich breit
563 :	—	nur zeitweilig vermuthet, verwaschen
552	8	
527	3	
517 :	—	breit, verwaschen, nur zeitweilig sichtbar
493 :	—	breit, verwaschen, nur zeitweilig sichtbar
482	2	
472 :	1—2	breit, verwaschen, nur zeitweilig sichtbar.
460 :	1—2	breit, verwaschen, nur zeitweilig sichtbar.

Vogel macht darauf aufmerksam, dass die Wasserstofflinien und D_3 nicht hell erschienen, dass aber eine bemerkenswerthe Uebereinstimmung der hellen Linien mit den dunklen der Classe IIIb herrsche.

Eine solche Uebereinstimmung ist auch thatsächlich vorhanden, und es würde aus derselben folgen, dass die Linien derjenigen Gase, also auch der Kohlenwasserstoffe, welche auf den Sternen des Typus IIIb die starke Absorption verursachen, hell auftreten, dass also eine Umkehr des Spectrums IIIb vorliegt, und damit würde ein Fall gegeben sein, der nicht in die Classificirung hineinpasst.

Eine derartige Umkehr ist aber sehr unwahrscheinlich, da die Sterne des dritten Typus für gewöhnlich eine ausgedehnte Atmosphäre nicht besitzen können und eine sehr heisse Atmosphäre undenkbar ist ohne Zersetzung des Kohlenwasserstoffes in seine Elemente. Nun gibt Vogel selbst an, dass die Beobachtungen an diesem Sterne so schwieriger Natur seien, dass selbst bei den mehrfach bestimmten Linien Unsicherheiten bis zu mehreren $\mu\mu$ möglich seien. Unter diesen Umständen aber gelingt es, einige Linien des Spectrums in Einklang mit dem Typus IIb zu bringen.

Vor Allem würde die Linie 482 $\mu\mu$ mit 486 (*F*-Linie) zu identificiren sein, ferner 581 mit der charakteristischen Linie 581 der Classe IIb, 527 mit 531.7 (neue Sterne), 517 mit 517 (*b*-Gruppe, neue Sterne), 493 mit 495.6 $\mu\mu$ (Nebellinie, neue Sterne). Unerklärt blieben die einigermassen sicheren Linien 604 und 552 $\mu\mu$. Dieselben würden aber nicht gegen die Classe IIb sprechen, da ja durchaus nicht anzunehmen ist, dass andere Linien als die in den bisher bekannten Vertretern dieser Classe vorhandenen, nicht auftreten könnten. Nach alledem wird man jedenfalls *R* Geminorum nicht mit Sicherheit als Träger eines durchaus abweichenden Spectrums aufführen dürfen.

Es wird nicht angehen, in diesem Buche eine Theorie mit Stillschweigen zu übergehen, welche in den letzten Jahren von Lockyer ausgearbeitet worden ist, und welche mit allen bisherigen Anschauungen über die Constitution der Himmelskörper, die im Wesentlichen auf die Nebeltheorie auslaufen, vollständig bricht und dafür ein neues Gebäude aufführt, dessen Fundamente auf der Annahme beruhen, dass nicht die Materie in gasförmigem Zustande, sondern in demjenigen der Meteore der Untergrund der Entwickelung im Weltall sei.

Der hypothetische Aufbau des Weltalls aus der Nebeltheorie ist zu einer Zeit begonnen worden, als die physikalischen Kenntnisse noch auf einer sehr geringen Stufe standen. Um so mehr ist es bewundernswerth, dass die Nebeltheorie sich halten konnte bei allen neuen Entdeckungen auf den einschlägigen Gebieten, mögen dieselben nun der Wärmetheorie angehören, oder mögen sie spectralanalytischer Natur sein. Gerade die Spectralanalyse ist es, welche der Kant-Laplace'schen Nebelhypothese die sichersten Stützen gebaut hat.

Ohne dass wir eine besondere Begründung für nothwendig gehalten hätten, haben wir uns in den bisherigen Darstellungen, besonders auf dem Gebiete der Fixsternspectra rückhaltlos auf den Boden der Nebelhypothese gestellt.

Es besteht zwischen der hier vertretenen Anschauung und der neuen Theorie Lockyers in ihrer Allgemeinheit eine unüberbrückbare Kluft, eins schliesst das andere aus.

Mancher wird bei der Lectüre der Lockyer'schen Hypothese im ersten Augenblicke einen frappirenden Eindruck erhalten haben, frappirend wegen der Eigenart und der Kühnheit der Behauptungen. Aber Jeder, der mit genauerem Studium in dieselbe eindringt, wird mit jedem Schritte ihre Unhaltbarkeit mehr und mehr erkennen.

Eine sachliche Widerlegung der Lockyer'schen Hypothese würde eine Arbeit erfordern, die derjenigen der Ausarbeitung der Hypothese selbst nicht wesentlich nachstehen dürfte, besonders, da in vielen Fällen Lockyer das Verfahren einschlägt, seine eigenen Behauptungen nicht zu beweisen, sondern den Beweis ihrer Unrichtigkeit dem Gegner zu überlassen. Das mag auch der Grund sein, weshalb noch von keiner Seite ein umfassender Angriff auf dieselbe erfolgt ist, und dass sie widerspruchslos in fast allen wissenschaftlichen Zeitschriften veröffentlicht worden ist. Nur vereinzelte Widerlegungen gegen ganz specielle Ergebnisse der Lockyer'schen Hypothese von Seiten Huggins sind zu verzeichnen, und diese sind insofern sehr wichtig, als sie in den betreffenden Punkten die Unrichtigkeit der Folgerungen und damit auch diejenige der Prämissen klarlegen.

Wir sprechen offen die Ansicht aus, dass der Werth der Lockyer'schen Hypothese dem Aufwand von Arbeit und Zeit, der zu ihrer sachlichen Widerlegung erforderlich wäre, nicht angemessen ist. Wir wollen uns mit der Klarlegung dieses Standpunktes begnügen, in der Zuversicht, dass ein Jeder nach genauerem Studium der Meteorhypothese sich unserer Ansicht anschliessen wird.

In den meisten Fällen wird zu dieser Erkenntniss schon der blosse Einblick in ein von Lockyer in Form von Thesen gegebenes Resumé seiner Resultate genügen, und wir wollen deshalb dasselbe hier in möglichst wörtlicher Uebersetzung zum Abdruck bringen und nur noch hinzufügen, dass sich Lockyer nicht scheut, zur Begründung seiner theoretisch erhaltenen Resultate auf die allerältesten und mit unbrauchbaren Instrumenten angestellten spectralanalytischen Beobachtungen zurückzugreifen, ich verweise z. B. auf die hellen Bänder und Linien im Spectrum von α Orionis und von Uranus.

Die Thesen lauten folgendermassen:

1) Alle selbstleuchtenden Körper im Himmelsraume sind aus Meteoriten zusammengesetzt oder aus Massen von meteorischem Dampfe, der durch die Wärme erzeugt ist, welche ihrerseits durch die Verdichtung der Meteorschwärme in Folge der Gravitation herbeigeführt wird.

2) Die Spectra der Himmelskörper hängen von der Wärme ab, welche durch Zusammenstösse (der Meteoriten) hervorgebracht wird, und von der mittleren Entfernung zwischen den Meteoriten des Schwarmes oder bei den festgewordenen Schwärmen von der Zeit, welche seit dem vollständigen Dampfzustande verflossen ist.

3) Die Temperatur der Dämpfe, welche durch Zusammenstösse hervorgebracht wird in den Nebeln, in den Sternen, welche nicht die C- und F-Linie, sondern andere Linien hell zeigen, und in Cometen, die weit von ihrem Perihel entfernt sind, ist ungefähr diejenige des Bunsenbrenners.

4) Die Temperatur der Dämpfe, welche durch die Zusammenstösse in α Orionis und ähnlichen Sternen hervorgebracht wird, ist ungefähr diejenige der Bessemerflamme.

5) (Enthält eine Zusammenstellung, welche die Zunahme der Temperatur bei Meteorschwärmen und die darauf folgende Abkühlung der erzeugten Dampfmengen angibt, und ist ohne weitläufige Auseinandersetzung nicht verständlich.)

6) Die Helligkeit dieser (in 5) gegebenen Gruppirungen bei jeder Temperatur hängt ab von der Anzahl der Meteorite im Schwarme, d. h. die Lichtdifferenz hängt ab von der Quantität und nicht von der Intensität des Lichtes.

7) Die Unterscheidung zwischen Sternen, Cometen und Nebelflecken beruht auf keiner physikalischen Basis.

8) Den wesentlichsten Einfluss auf die Verschiedenheit der Spectra hat das Verhältniss der Zwischenräume zwischen den Meteoriten zu ihrer glühenden Oberfläche.

9) Wenn der Zwischenraum sehr gross ist, so ist die Dichtigkeit der durch die Zusammenstösse entstehenden Gase so gering, dass ein leuchtendes Spectrum nicht hervorgebracht werden kann (»Nebel« und »Sterne« ohne die helle F-Linie). Ist der Zwischenraum geringer, so wird die Dichtigkeit der Gase grösser, und diese geben ein Spectrum mit hellen Linien (Nebel und Sterne mit der hellen F-Linie). Wenn der Zwischenraum relativ klein ist und die Temperatur der Meteoriten deshalb sehr hoch, so bleibt das Spectrum der Gase nicht mehr das vorwiegende, die hellen Linien werden verschwinden, und an ihrer Stelle treten die dunklen Absorptionslinien auf in Folge der Absorption, welche die umgebenden Gase auf das weisse Licht der Meteoriten ausüben.

10) Die helleren Linien in (den Spectren von) Spiralnebeln und in solchen, bei welchen eine Rotation festgestellt worden ist, sind aller Wahrscheinlichkeit nach veranlasst durch Ströme von Meteoriten mit unregelmässigen Bewegungen ausserhalb des Hauptstromes, in welchem die Zusammenstösse ungefähr Null sein würden. Es ist schon von Professor G. Darwin vermuthet worden — unter Benutzung der Gashypothese —, dass in solchen Nebeln die grosse Masse des Gases nicht leuchtend ist, indem das Leuchten von einer Condensation herrührt, welche entlang von Linien geringerer Geschwindigkeit stattfindet nach einem wohlbekannten hydrodynamischen Gesetze. Von diesem Gesichtspunkte aus können die sichtbaren Nebel als eine leuchtende Zeichnung ihrer eigenen Stromlinien betrachtet werden.

11) Neue Sterne, gleichgültig, ob sie in Verbindung mit Nebeln gesehen werden oder nicht, entstehen durch den Zusammenstoss von Meteorschwärmen; die hellen Linien sind Linien niedriger Temperatur von Elementen, deren Spectra am hellsten bei einem geringen Wärmegrade sind.

12) Die meisten veränderlichen Sterne, welche man beobachtet hat, gehören zu einer Classe von Himmelskörpern, welche meiner Meinung nach nicht condensirte Meteorströme sind, oder Sterne, welche eine mehr oder weniger feste condensirte Centralmasse besitzen. Es scheint, als ob bei einigen dieser Sterne von regelmässiger Periode die Lichtschwankungen zum Theil durch Meteorschwärme entstehen, welche sich

um einen hellen oder dunklen Körper bewegen, das Lichtmaximum würde im Periastron erfolgen.

13) Das Wasserstoffspectrum, welches die Nebel zeigen, scheint von einer schwachen elektrischen Erregung herzurühren, ebenso wie in den Cometen das Kohlenspectrum. Wenn man Meteorströme in Vacuumröhren, durch welche ein elektrischer Strom hindurchgeht, erhitzt, bemerkt man plötzliche Aenderungen von einem Spectrum ins andere, und zwar findet dieser Uebergang vom Wasserstoffspectrum in das der Kohle immer statt, wenn man die Meteorsteine stärker erhitzt.

14) Die Meteoriten entstehen durch die Condensation von Dämpfen, welche ihrerseits durch Zusammenstösse hervorgebracht werden. Die kleinen Theilchen vergrössern sich durch Aneinanderschmelzen, ebenfalls in Folge von Zusammenstössen, und diese Vergrösserung geht so weit, bis die Meteoriten gross genug sind, um bei ferneren Zusammenstössen auseinander zu platzen, wenn die durch den Stoss entstehende Hitze nicht zur Verdampfung der ganzen Masse genügt.

15) Beginnend mit Meteoriten von mittlerer (chemischer) Zusammensetzung, werden die extremen Formen, Eisen und Stein, mit der Zeit als Resultate der Zusammenstösse entstehen.

16) In historischer Zeit ist kein Beispiel einer »Welt in Feuer« oder eines Zusammenstosses von Massen wie unsere Erde oder gar wie unsere Sonne bekannt, aber die Vertheilung der Meteoriten im Raume zeigt an, dass solche Zusammenstösse eine wichtige Rolle in der Oekonomie der Natur spielen. Die Anzahl der solchen Zusammenstössen unterworfenen Himmelskörper ist relativ klein und muss, wie es scheint, nur einen kleinen Procentsatz der Himmelskörper bilden, da man sieht, dass sie fest sein müssen.

17) Specielle Anwendung auf die Sonne.

α) Das Sonnenspectrum kann sehr schön reproducirt werden (in einigen Theilen des Spectrums fast Linie für Linie), indem man eine Photographie des Bogenspectrums anfertigt, welches von mehreren beliebigen Steinmeteoriten zwischen Polen aus Meteoreisen erhalten wird.

β) Die Kohle, welche ursprünglich einen Theil des Schwarmes bildete, dessen Condensation die Sonne hervorbrachte, ist bei der durch die Condensation verursachten hohen Temperatur dissociirt worden.

γ) Die Kohlenlinien, welche ich im Jahre 1874 im Sonnenspectrum entdeckte, werden langsam an Intensität zunehmen, bis der Moment eintritt, wo die stärkste Absorption diejenige der Kohle sein

wird in Folge der Temperaturerniedrigung der am meisten absorbirenden Schicht. Es ist dies der Zustand, in welchem sich gegenwärtig die Sterne der Classe IIIb nach Vogel befinden.

δ) Zu den wichtigsten Aenderungen, welche gegenwärtig im Sonnenspectrum vor sich gehen, scheint die Verbreiterung der Linie *K* und das Schmalerwerden der Wasserstofflinien zu gehören.

Capitel VI.

Nordlicht und Zodiakallicht.

1. Das Spectrum des Nordlichtes.

Wie sehr auch die verschiedenen Theorien, die man bis jetzt zur Erklärung des Nordlichtes aufgestellt hat, im Einzelnen von einander abweichen, so stimmen sie doch alle darin überein, dass das Phänomen selbst als ein elektrisches Leuchten stark verdünnter Gase in beträchtlicher Höhe unserer Atmosphäre angenommen wird.

Es findet sich eine grosse Anzahl von spectroskopischen Untersuchungen des Nordlichtes vor, doch sind im Allgemeinen die Resultate dieser Untersuchungen sehr ungenau in Folge der beträchtlichen Lichtschwäche des Objectes, selbst bei den hellsten Erscheinungen. Es kommt dies daher, dass wegen der grossen Ausdehnung der leuchtenden Flächen die Anwendung von Fernröhren zur Concentration des Lichtes nur sehr wenig Nutzen gewährt, und man daher stets das Spectroskop direct auf das Nordlicht richten muss. Es lässt sich übrigens nicht verkennen, dass es möglich sein wird, durch besonders construirte Concentrationslinsen eine Vermehrung der Lichtstärke zu erzielen, doch scheinen Versuche hierüber noch nicht angestellt worden zu sein.

Das Nordlichtspectrum stellt sich dar als ein discontinuirliches Emissionsspectrum von variablem Aussehen, wechselnd je nach der Lichtstärke und auch je nach der Stelle, welche untersucht wird. Das Spectrum der grünlichen verwaschenen Theile ist stets anders als dasjenige der roth gefärbten Strahlen, welches letztere eine Linie im Roth mehr enthält.

Die Linien sind recht schwach, mit Ausnahme einer Linie im Grün, die in allen Nordlichtspectren auftritt und für dieselbe charakteristisch ist; sie hat daher auch die Bezeichnung »Nordlichtlinie« erhalten.

Die vollständigste Darstellung des Nordlichtspectrums (Fig. 66) rührt von H. C. Vogel*) her, es sind folgende Linien angegeben:

$\mu\mu$		
629.8	recht heller Streifen	
557.2	hellste Linie des Spectrums	
539	äusserst schwache Linie	auf schwach erleuchtetem Grunde
523.4	ziemlich hell	
519.0	ziemlich hell	
500.5	recht helle Linie	
469.5 466.4 463.0	breites Lichtband, Mitte weniger hell.	

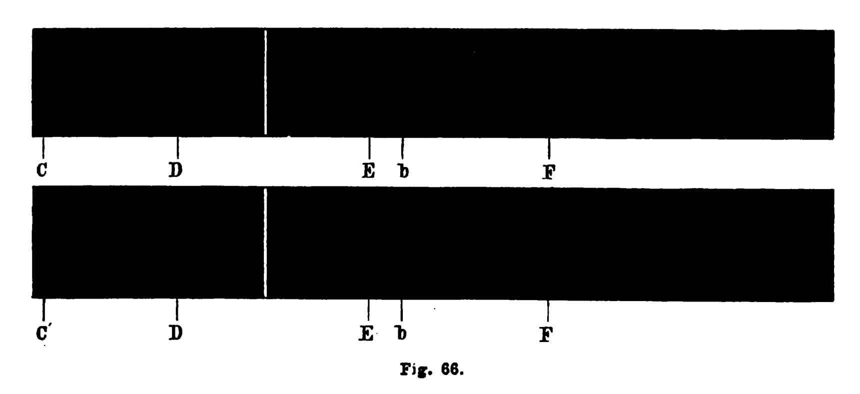


Fig. 66.

Ausser diesen Linien gibt Rand Capron**) in seinem Verzeichnisse der Nordlichtlinien noch eine Linie bei 435.0 $\mu\mu$, die nach Lemström auf der brechbareren Seite von *G* aus liegen soll.

Wie schon oben bemerkt, erscheint die rothe Linie bei 629.8 $\mu\mu$ nur in den rothen Strahlen oder überhaupt in den stark roth gefärbten Theilen des Nordlichtes.

Sobald diese rothe Linie auftritt, wird die grüne Nordlichtlinie merklich schwächer.

Die Linie bei 519.0 $\mu\mu$ wird dagegen stärker, wenn die rothe Linie auftritt.

*) Berichte der Kgl. Sächs. Gesellsch. der Wissensch. 1871.

**) Aurorae, their Characters and Spectra. London, New York 1879.

Die Wellenlänge der grünen Nordlichtlinie ist schon vielfach bestimmt worden; Gyllenskiöld*) gibt hiervon die folgende Zusammenstellung:

		$\mu\mu$			$\mu\mu$
1867	Ångström	556.7 ± 0.1	1872	Respighi	557.4 ± 1.0
1868	Struve	555.2 ± 1.5	1872	Wijkander	557.2 ± 0.1
1868	Lemström	565.9 ± 1.4	1873	Backhouse	566.0 ± 1.0
1869	Peirce	556.5 ± 1.1	1873	Barker	556.9 ± 1.4
1870	Proctor	559.5 ± 2.5	1873	Lemström	556.9 ± 0.05
1871	Smyth	557.9 ± 9.5	1874	Backhouse	557.0 ± 1.0
1871	Lindsay	568.0 ± 5.0	1874	Maclear	552.2 ± 3.7
1871	Barker	559.4 ± 1.3	1879	Nordenskiöld	556.3 ± 1.0
1872	Vogel	557.1 ± 0.1	1880	Copeland	557.2 ± 0.2
1872	Denza	556.8 ± 1.2	1882	Gyllenskiöld	556.8 ± 0.2
1872	Donati	556.9 ± 1.0	1884	Gyllenskiöld	556.9 ± 0.6
1872	Oettingen	554.8 ± 3.0			

(Nicht auf das Posdamer System reducirt.)

Hierzu kann man noch ergänzen:

1882	Krafft	559.1	1874	Huggins	557.1 ± 0.05
1882	Schroeter	558.7			

Ein Blick auf die Gyllenskiöld'sche Zusammenstellung und auf die wahrscheinlichen Fehler zeigt, dass hier so bedeutende Abweichungen vorkommen, und dass so ungenaue Bestimmungen in derselben enthalten sind, dass ein Mittel aus diesen Zahlen illusorisch wird, auch unter Berücksichtigung von Gewichten; nimmt man daher nur diejenigen Werthe, deren Fehler 0.2 nicht überschreiten, also

1867	Ångström	556.7 $\mu\mu$	1880	Copeland	557.2 $\mu\mu$
1872	Vogel	557.1	1882	Gyllenskiöld	556.8
1872	Wijkander	557.2	1874	Huggins	557.1,
1873	Lemström	556.9			

so erhält man als Mittel der Bestimmungen den Werth

557.00 $\mu\mu$.

Unter der Annahme, dass die hierzu verwertheten Bestimmungen wohl alle auf das Ångström'sche System der Wellenlängen bezogen sind, würde demnach die definitive Wellenlänge der Nordlichtlinie 557.11 $\mu\mu$ im Potsdamer System werden, zufällig derselbe Werth

*) Aurores boréales par Carlheim-Gyllenskiöld. Stockholm 1886.

welchen Gyllenskiöld selbst als das Mittel, unter Berücksichtigung von Gewichten, aus der obigen Zusammenstellung erhält.

Huggins*) gibt als wahrscheinlichsten Werth für die Wellenlänge der grünen Nordlichtlinie 557.08 $\mu\mu$ an, und es kann demnach wohl kaum noch zweifelhaft sein, dass die Wellenlänge dieser Linie sehr nahe bei 557.1 $\mu\mu$ liegt.

Da die Nordlichterscheinung zweifellos innerhalb unserer Atmosphäre vor sich geht, so ist zunächst zu erwarten, dass das Nordlichtspectrum identisch sein wird mit den Spectren der in der Atmosphäre vorhandenen Gase, oder mit einem derselben.

Vogel hat das Nordlichtspectrum verglichen mit den Spectren der in unserer Atmosphäre auftretenden Gase und findet, dass die Linie bei 500.2 $\mu\mu$ genau übereinstimmt mit dem Helligkeitsmaximum des Luftspectrums, und dass die anderen Linien mit grosser Wahrscheinlichkeit in den Spectren der atmosphärischen Gase vorkommen; die rothe Linie bei 629.7 $\mu\mu$ fällt mit dem ersten Liniensysteme des Stickstoffes zusammen oder vielmehr mit dem hellsten Theile dieser Gruppe.

Die Nordlichtlinie selbst ist als sehr schwache Linie im Stickstoffspectrum ebenfalls wahrzunehmen.

Vogel bemerkt weiter: »Bei der überaus grossen Veränderlichkeit der Gasspectra bei variirenden Druck- und Temperaturverhältnissen möchte es wohl schwerlich gelingen, auf künstlichem Wege ein Spectrum zu erzeugen, welches dem des Nordlichtes in allen Theilen gleichkäme. Man muss ferner jedenfalls annehmen, unter der Voraussetzung, die Nordlichter seien elektrische Entladungen in verdünnteren Luftschichten, dass die zur Ueberführung der Elektricität geeigneten Luftschichten eine sehr bedeutende Dicke haben werden. In dem Falle sind in diesen Luftschichten die Druckverhältnisse jedenfalls selbst wieder so verschieden, dass innerhalb gewisser Grenzen jede ein ihr eigenthümliches Spectrum liefern wird, wir aber die Summe sämmtlicher, so zu sagen hinter einander gelagerter Spectra sehen werden, und auch damit die Schwierigkeit, ja wohl die Unmöglichkeit einleuchtet, eine vollkommene Uebereinstimmung des Nordlichtspectrums mit den künstlich dargestellten Spectren von Gasgemischen zu erzielen.«

Vogel sieht daher das Nordlichtspectrum als eine Modification des Luftspectrums an, und wir werden sehen, dass diese Ansicht auch anderweitig als die wahrscheinlichste gefunden worden ist, sowohl durch

*) On the Wave-Length of the Principal Line in the Spectrum of the Aurorae. Proc. Royal Soc. Vol. 45. 1889.

theoretische Betrachtungen Zöllners, als auch durch experimentelle Versuche Hasselbergs.

Vogel macht auch darauf aufmerksam, dass die Nordlichtlinien auffallend mit stärkeren Linien des Eisenspectrums coincidiren, welche Uebereinstimmung eine noch bessere wird, in Bezug auf die Intensität der Eisenlinien, wenn man die neuesten Untersuchungen Thaléns über das Eisenspectrum zu Grunde legt.

Es stellt sich diese Vergleichung, wie folgt:

Nordlicht	Eisen	
629.8	630.19	sehr hell
557.1	557.28	sehr hell
539	539.35	hell
523.4	523.32	sehr hell
519.0	519.25 519.15	sehr hell
500.5	500.65 500.22	sehr hell
469.5	469.17	sehr hell
463.0	462.54 461.97	hell
435.1	435.31	hell.

Einerseits ist eine solche Uebereinstimmung immer in Anbetracht des ausserordentlichen Linienreichthums des Eisenspectrums vorsichtig aufzunehmen, andererseits aber kann, wie schon Vogel bemerkt, dieselbe erst dann als ein vollständiger Beweis für die Anwesenheit von Eisen in unserer Atmosphäre betrachtet werden, wenn es gelungen ist, analoge Modificationen der relativen Helligkeitsverhältnisse durch Temperatur- und Dichtigkeitsänderungen durch Beobachtungen nachzuweisen, um auf diese Weise das Auftreten relativ schwacher und das Fehlen der stärksten Eisenlinien im Nordlichtspectrum erklären zu können.

Dass die helle Nordlichtlinie nicht mit der sogenannten Coronalinie bei 531.6 identisch ist, ist bereits von Young gezeigt worden.

Von besonderem Interesse ist der Nachweis Zöllners*), dass, wenn das Nordlicht durch das elektrische Leuchten von Gasen entsteht, dieses Leuchten bei einer so niedrigen Temperatur stattfinden muss, dass es unmöglich ist, bei gleicher Temperatur die Spectra glühender Gase in Geissler'schen Röhren zu beobachten.

Dieser Nachweis stützt sich auf den Satz von der Aequivalenz der

*) Ueber das Spectrum des Nordlichts. Gesammelte Werke. Bd. IV.

Dicke und Dichte einer strahlenden Gasschicht. Es ist unter bekannter Bezeichnung

$$E = [1 - (1 - A_\lambda)^{\sigma m}] \frac{E_\lambda}{A_\lambda},$$

und hiernach folgt, dass es gleichgültig ist, wenn man z. B. den Durchmesser einer Geissler'schen Röhre um einen gewissen Betrag vergrössert, wenn sich dann gleichzeitig der Druck des Gases in demselben Verhältnisse verkleinert. Selbstverständlich gilt dies natürlich nur unter der Voraussetzung gleichbleibender Temperatur.

Es werde angenommen, dass bei ungefähr 50 mm Druck in einer mit atmosphärischer Luft gefüllten Geissler'schen Röhre und bei einer Dicke der strahlenden Schicht von 1 mm eine hinreichende Menge Licht durch einen Inductionsstrom von gewisser Stärke erzeugt wird, um das atmosphärische Spectrum zu beobachten.

»Vergleicht man nun die hier benutzte Dicke der strahlenden Schicht mit den bei Nordlichtern vorkommenden Dicken, so sind die letzteren offenbar unvergleichlich viel grösser anzunehmen, und man wird sie namentlich an weit vom Zenith entfernten Stellen nach Meilen schätzen dürfen. Nimmt man aber auch die Dicke einer solchen Schicht nur zu 1 Kilometer an, so würde diese bei derselben Temperatur, wie die im vorliegenden Beispiele in der Geissler'schen Röhre stattfindende, nur den millionsten Theil der Dichtigkeit der in dieser eingeschlossenen Luft, also nur 0.0005 Millimeter Druck bei 0°, besitzen dürfen, wenn das Spectrum des in der Röhre glühenden Gases vollkommen mit dem des Nordlichtes übereinstimmen sollte. Es entsteht also hier die Frage, ob es zulässig ist, so niedrige Druckverhältnisse in denjenigen Regionen unserer Atmosphäre anzunehmen, in welchen sich das Nordlicht entwickelt.«

Für die Höhe des Nordlichtes nimmt nun Zöllner 10 bis 20 geographische Meilen an, ein Betrag, der sicherlich eher zu hoch als zu niedrig gegriffen ist. Unter Annahme einer überall gleichen Temperatur von 0° und des normalen Barometerstandes an der Oberfläche der Erde, erhält man für den Druck unserer Atmosphäre in einer Höhe von 10 Meilen 0.078 Millimeter, in einer solchen von 20 Meilen 0.00001 Millimeter.

Eine Schicht von 1 Meter Dicke der bei Nordlicht glühenden Luftmasse würde demgemäss in der Höhe von 10 Meilen einem Drucke von 78 Millimetern und in der Höhe von 20 Meilen einem Drucke von 0.01 Millimetern in der Geissler'schen Röhre äquivalent sein, um bei gleicher Temperatur ein ebenso helles Spectrum wie das des Nordlichtes zu erzeugen.

Da man aber beim Nordlichte die Dicke der strahlenden Schicht nach Kilometern und nicht nach Metern rechnen muss, so würde man in der Höhe von 10 Meilen noch so enorme Werthe für den der Dicke äquivalenten Druck in den Geissler'schen Röhren erhalten — 78 Meter Quecksilber für eine Schicht von 1 Kilometer —, dass diese Annahme ohne Weiteres ausgeschlossen ist.

Es ist also die Menge des in einer Geissler'schen Röhre glühenden Gases im Vergleich zu der bei Nordlicht wirksamen ausserordentlich gering; da aber dessenungeachtet das Spectrum eines in einer solchen Röhre befindlichen und durch Elektricität ins Glühen versetzten Gases mindestens die Helligkeit des Nordlichtspectrums besitzen muss, um überhaupt mit den lichtstärksten Apparaten eine spectroskopische Analyse zu gestatten, so folgt hieraus, dass das Emissionsvermögen der in der Röhre glühenden Gastheilchen ausserordentlich viel grösser sein muss, als dasjenige der beim Nordlichte glühenden Gase, welcher Unterschied des Emissionsvermögens aber nur durch Temperaturunterschiede bewirkt werden kann; es muss also das Glühen der Gase beim Nordlichte bei einer ausserordentlich viel niedrigeren Temperatur stattfinden als in den Geissler'schen Röhren.

Dieser Umstand ist eine ausreichende Erklärung dafür, dass »das Spectrum des Nordlichtes nur deshalb nicht mit einem uns bekannten Spectrum der atmosphärischen Gase übereinstimmt, weil es ein Spectrum anderer, aber künstlich bis jetzt noch nicht darstellbarer Ordnung unserer Atmosphäre ist«.

Dieser Ausspruch Zöllners, übereinstimmend mit dem Schlussresultate der Vogel'schen Untersuchungen, ist auch bis heute noch gültig, wenngleich es gelungen ist, dem Nordlichtspectrum durch künstliche Erzeugung näher zu kommen, als dies zur Zeit der obigen Aussprüche geschehen war.

Ångström*) hat in eine grosse Flasche mit sehr verdünnter trockener Luft einen Inductionsstrom geführt, wobei die ganze Flasche mit dem violetten Lichte erfüllt erschien, welches sonst nur am negativen Pol auftritt. In dem Spectrum dieses Lichtes waren mehrere helle Streifen zu messen, deren Positionen nahe mit denjenigen im Nordlichtspectrum übereinstimmen, nämlich die Wellenlängen 427.3, 470.8, 522.8, 465.5 und 460.2 $\mu\mu$. Die Linie bei 500.5 ist hierbei nicht vorhanden, sie tritt nach Vogel auch nur bei den Nordlichtern mit ausgeprägter Strahlenbildung auf, bei denen man also disruptive Entladungen voraussetzen kann; bei letzteren erscheint diese Linie in der Röhre thatsäch-

*) Pogg. Ann. Jubelband.

lich als hellste Linie des Spectrums. Ångström hat also die meisten schwächeren Nordlichtlinien künstlich im Spectrum des negativen Poles erhalten, die grüne Nordlichtlinie dagegen fehlt gänzlich in diesem Spectrum.

Zu ähnlichen Resultaten ist Hasselberg*) gekommen, nach dessen Vorgang man Gase bei äusserst niedrigen Temperaturen zum Leuchten bringen kann, wenn man den Inductionsstrom nicht direct in die Geissler'sche Röhre hineinleitet, sondern vermittels Stanniolbelägen nur äussere Ladung herbeiführt. Die Temperatursteigerungen betragen hierbei schliesslich nur noch 10° bis 20° Celsius für jede Entladung. Unter solchen Verhältnissen gelang es Hasselberg, im Spectrum der glühenden Luft mit Sicherheit drei der Nordlichtlinien nachzuweisen, nämlich diejenigen bei den Wellenlängen 522.8, 470.8, 427.3 $\mu\mu$.

Auch in diesem Falle war von der eigentlichen Nordlichtlinie keine Spur zu entdecken, so dass man also zu der Annahme gezwungen ist, dass das Nordlichtspectrum aus zwei übereinander gelagerten Spectren besteht, von denen das eine eine Modification des Luftspectrums ist, hervorgebracht bei sehr geringen Glühtemperaturen, und verschieden, je nach den Verhältnissen des Nordlichtes; das zweite Spectrum, aus einer einzigen Linie bestehend, ist seinem Ursprunge nach noch als durchaus unbekannt anzusehen.

Eine Erklärung der Nordlichtlinie, welche aber nur wenig Wahrscheinlichkeit besitzt, rührt von Ångström her, wonach diese Linie durch Fluorescenz oder Phosphorescenz entsteht. Ångström sagt: »Da die Fluorescenz auch durch entwickelte Strahlen hervorgebracht werden kann, lässt sich leicht eine elektrische Entladung denken, welche, obwohl an sich selbst lichtschwach, reich sei an ultraviolettem Licht, und somit im Stande, eine hinlänglich starke Fluorescenz zu bewirken. Dass die Intensität der gelben Linie nach der Beobachtung mehr geschwächt wird, wenn rothes Licht sich im Spectrum des Nordlichtes zeigt und wahrscheinlich im Zusammenhange damit auch die violetten und ultravioletten Theile an Stärke verlieren, scheint für die gemachte Annahme zu sprechen. Es ist auch bekannt, dass der Sauerstoff phosphorescirend ist, ebenso wie mehrere Verbindungen desselben, unter diesen das Stickstoffoxydul, welches nach den Beobachtungen des Herrn de la Rive diese Eigenschaft in hohem Grade besitzt.«

Es erscheint viel plausibler, die Existenz der grünen Nordlichtlinie einem unbekannten Gase zuzuschreiben, welches, vielleicht von

*) Ueber das durch elektrische Erregung erzeugte Leuchten der Gase bei niedriger Temperatur. Mémoires de l'Acad. Impériale des Sciences de St. Pétersbourg. VII. Série. Tome XXVII. No. 1.



sehr geringem specifischen Gewichte, merklich nur in den hohen Regionen unserer Atmosphäre vorzufinden ist. Eine solche Annahme würde sehr gut mit dem oben erwähnten Umstande übereinstimmen, dass beim Erscheinen der rothen Linie oder, was wohl dasselbe sein dürfte, bei grösserer Intensität der elektrischen Entladungen oder beim Auftreten disruptiver Entladungen die grüne Linie schwächer wird.

Es zeigt sich häufig die Erscheinung bei den Spectren von Gasgemischen, die durch den Inductionsstrom zum Leuchten gebracht werden, dass mit dem stärkeren Auftreten des Spectrums des einen Gases eine Abschwächung des anderen verbunden ist. Hierbei findet, soweit dies nach den vorliegenden Beobachtungen zu erkennen ist, das Gesetz statt, dass die Spectra der Dämpfe der Metalle das der übrigen Gase verdrängen, und ebenso, dass die Spectra der chemischen Verbindungen die Spectra der einfachen Gase verdrängen. Es würde dieses auf den Fall der Nordlichtlinie passen, wenn man annehmen könnte, dass das Spectrum des negativen Poles nicht das des Stickstoffes, sondern dasjenige einer chemischen Verbindung des letzteren mit Sauerstoff wäre.

2. Das Spectrum des Zodiakallichtes.

Die Spectralbeobachtungen des Zodiakallichtes zeigen einen grossen Widerspruch untereinander, indem die einen Beobachter das Spectrum dieses Phänomens als ein continuirliches beschreiben, in welchem ausserdem die grüne Nordlichtlinie auftritt, während die anderen dasselbe nur als continuirlich gefunden haben. Dieser Widerspruch ist aber nur ein scheinbarer, indem gar kein Zweifel mehr obwalten kann, dass das Spectrum des Zodiakallichtes ein rein continuirliches ist, respective ein reflectirtes Sonnenspectrum, in welchem wegen der Lichtschwäche und der dadurch nöthigen weiten Oeffnung des Spaltes die Fraunhofer'schen Linien nicht mehr zu erkennen sind.

Respighi*) hat auf dem rothen Meere das Zodiakallicht spectralanalytisch untersuchen können und hat ein continuirliches Spectrum erkannt, welches durch eine dunkle Zone von der ausserdem vorhandenen grünen Nordlichtlinie getrennt erschien. Gleichzeitig fand Respighi, dass die grüne Nordlichtlinie überhaupt am ganzen Himmel zu erkennen war, sobald nur eine geringe Nordlichterscheinung vorlag. Da er schon früher stets die Nordlichtlinie im Spectrum des Zodiakallichtes erkannt hatte, so schloss Respighi hieraus auf einen Zusammenhang zwischen Nord- und Zodiakallicht.

Vogel**) hat das Zodiakallicht während eines Nordlichtes beobachtet,

*) Comptes Rendus, Tome 74. **) Astr. Nachr. Bd. 79.

um einen directen Vergleich mit letzterem zu besitzen. Es zeigte sich hierbei die Nordlichtlinie zweifelsohne im Spectrum des Zodiakallichtes, aber auch schon Vogel macht darauf aufmerksam, dass stets der ganze Himmel die Nordlichtlinie aufwies.

Im Jahre 1872 hat Piazzi-Smyth*) in Palermo während mehrerer Abende das Zodiakallicht beobachtet und hierbei in Uebereinstimmung mit Tacchini, Cacciatore und Ricca niemals die Nordlichtlinie im Spectrum gefunden. Dasselbe erwies sich vielmehr als vollkommen continuirlich und war zu erkennen von W.L. 500 $\mu\mu$ bis 555 $\mu\mu$ mit einer Maximalhelligkeit bei 535 $\mu\mu$.

Die ausführlichsten spectralanalytischen Untersuchungen über das Zodiakallicht sind im Jahre 1874 von Wright**) angestellt worden.

Wright kommt zu dem Schlusse, dass das Spectrum des Zodiakallichtes nur ein continuirliches ist, welches sich etwa von *D* bis *G* erstreckt, nach den Enden langsam an Stärke abnehmend. Es hat ausserordentliche Aehnlichkeit mit dem Spectrum des schwachen Tageslichtes bei weitem Spalte, nur dehnt sich letzteres etwas weiter nach dem Blau hin aus. Diese Erscheinung ist verständlich unter der Annahme, dass das Zodiakallicht von ausserhalb der Atmosphäre reflectirtes Sonnenlicht ist, welches also unsere Atmosphäre vollständig passiren muss, während das Tageslicht von der Atmosphäre selbst reflectirt wird.

Auch Wright hat häufig die grüne Nordlichtlinie im Spectrum des Zodiakallichtes wahrgenommen, aber nur dann, wenn dieselbe auch an ausserhalb des Zodiakallichtes gelegenen Stellen auftrat, was zuweilen geschah, ohne dass ein Nordlicht direct zu sehen gewesen wäre. Die grüne Nordlichtlinie erscheint also nur zufällig auf dem Spectrum des Zodiakallichtes superponirt, sie hat mit letzterem gar keinen Zusammenhang. Dass die Nordlichtlinie auftreten kann, ohne dass ein Nordlicht selbst zu sehen ist, ist leicht dadurch zu erklären, dass das Licht des Nordlichtes wesentlich monochromatisch ist, im Spectroskope also nur wenig geschwächt wird, während der etwas erhellte Himmelsgrund im Spectroskope unsichtbar wird.

Bei ganz besonders klarer Luft hat Wright bei seinen Beobachtungen einen verhältnissmässig engen Spalt benutzen können, und hierbei gelang es ihm, im continuirlichen Spectrum des Zodiakallichtes den Absorptionsstreifen δ zu erkennen.

Die folgende Figur 67 gibt eine graphische Darstellung der Spectra

---

*) Monthly Not. Vol. 32.
**) Amer. Journ. Vol. 8. 1874.

von Zodiakallicht und schwachem Tageslicht nach den Beobachtungen Wrights.

Nr. 1 ist das Spectrum des Zodiakallichtes,
Nr. 2 dasjenige des Zwielichtes,
Nr. 3 dasjenige des Mondlichtes,
Nr. 4 dasjenige des vom Himmel reflectirten Lichtes,
Nr. 5 dasjenige des Zodiakallichtes mit engem Spalte,
Nr. 6 dasjenige des Zodiakallichtes nach Piazzi Smyth.

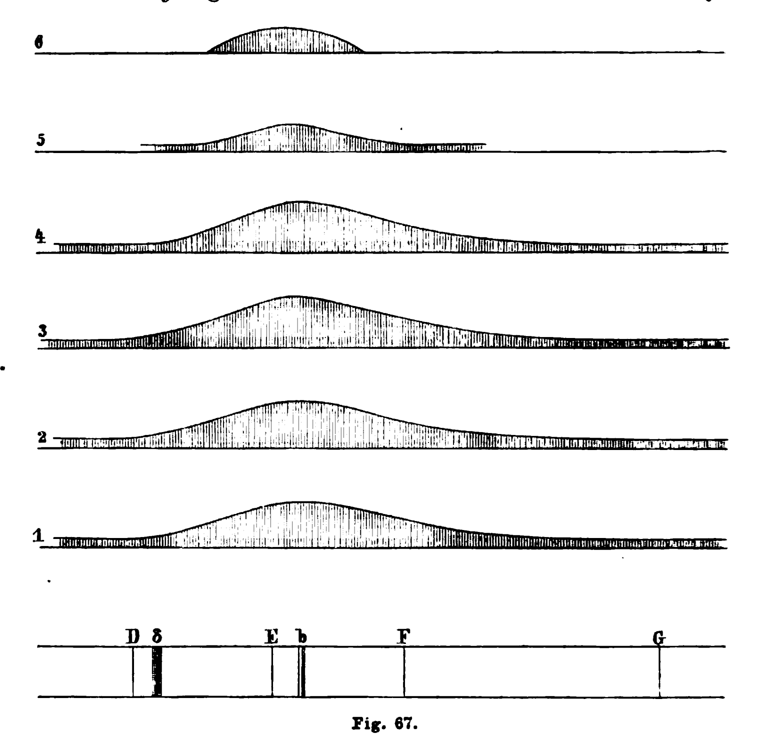


Fig. 67.

Capitel VII.

Die Linienverschiebungen.

Die Beobachtung der Linienverschiebungen in den Spectren der Himmelskörper, wie sie nach dem Doppler'schen Principe eintreten müssen, wenn zwischen Lichtquelle und Beobachter eine stetige Veränderung der Distanz stattfindet, ist eine der schwierigsten Aufgaben der astronomischen Beobachtungskunst. Es beruht diese Schwierigkeit

wesentlich auf der Kleinheit der selbst bei beträchtlichen kosmischen Geschwindigkeiten resultirenden Verschiebungen, die, um überhaupt zur Wahrnehmung zu gelangen, die Anwendung einer starken Dispersion erforderlich macht, der in den meisten Fällen durch die Lichtschwäche der Objecte bald eine Grenze gesetzt ist.

Der einzige Himmelskörper, dessen Lichtintensität die Anwendung starker Dispersionen ohne nachtheilige Schwächung des Lichtes zulässt, ist die Sonne, und bei ihr sind deshalb auch zuerst directe Beobachtungen von Linienverschiebungen gelungen.

Die Sonne bietet hierzu in zweifacher Weise Gelegenheit. In ihrer Atmosphäre kommen Strömungen unregelmässiger Art vor, deren Geschwindigkeit zuweilen sehr beträchtlich ist und an die stärksten im Weltenraume überhaupt vorkommenden Geschwindigkeiten heranreicht. Die hierdurch resultirenden Linienverschiebungen sind verhältnissmässig leicht und häufig zu beobachten; zu einem Beweise für die Richtigkeit des Doppler'schen Principes lassen sie sich aber insofern nicht verwenden, als die Grösse der Geschwindigkeit in keinem einzelnen Falle anderweitig zu controliren oder zu bestätigen ist.

Von hoher Wichtigkeit für die experimentelle Bestätigung des Doppler'schen Princips bei Lichtwellen ist daher der Nachweis der durch die Sonnenrotation verursachten Bewegungsdifferenz der beiden Sonnenränder im Visionsradius. Die Geschwindigkeit des Sonnenrandes am Aequator in Folge der Rotation beträgt allerdings nur 2 Kilometer und die zu beobachtende Geschwindigkeitsdifferenz beider Ränder also nur 4 Kilometer, oder die Grösse der Verschiebung selbst also nur $^1/_{77}$ der Distanz der beiden *D*-Linien, die Helligkeit des Sonnenlichtes aber lässt, wie schon bemerkt, die Anwendung so starker Dispersionen und Vergrösserungen zu, dass heute, unter Benutzung der vollkommensten Apparate, selbst dieser geringe Betrag noch gut messbar ist.

Die erste Bestätigung der Doppler'schen Theorie wurde auf diese Weise im Jahre 1871 von H. C. Vogel*) geliefert, dem es gelang, mit Hülfe des Zöllner'schen Reversionsspectroskopes die gegenseitige Verschiebung der Linien nachzuweisen, wenn die Spectra der beiden Sonnenränder (am Sonnenäquator) zur Deckung gebracht wurden.

Auch mit Hülfe eines gewöhnlichen, stark dispergirenden Spectroskopes gelang es Vogel, die Verschiebung der Linien zu constatiren; es war jedoch nicht möglich, die Grösse dieser Verschiebung zu messen.

Im Jahre 1876 hat Young**) mit weit vollkommeneren Mitteln unter

*) Astr. Nachr. Bd. 78, p. 250. **) Amer. Journ. Bd. 12, p. 323.

Benutzung der Spectra der siebenten oder achten Ordnung von Rutherfurd'schen Diffractionsgittern die Verschiebung der D-Linien und anderer Linien in Folge der Sonnenrotation gemessen. Young hat sich hierbei nicht bloss auf die Aequatorpunkte der Ränder beschränkt, sondern er benutzte Punkte des Sonnenrandes bis zu 15° heliocentrischer Breite. Die Reduction der erhaltenen Verschiebungen auf den Aequator wurde nicht einfach durch die Secante der Breite ausgeführt, sondern mit Hülfe der Faye'schen Formel für die Rotationszeit der Sonnenflecken in verschiedener Breite. Es liegt dieser Reduction also die Annahme zu Grunde, dass die absorbirende Schicht auf der Sonne genau dieselben Bewegungsgesetze befolgt, wie die Sonnenflecken, eine Annahme, die nicht ohne Weiteres berechtigt ist.

Als Rotationsgeschwindigkeit des Sonnenäquators findet Young den Werth 2.29 Kilometer pro Secunde, die Berechnung ergibt 2.01 Kilometer. Der Einfluss der Spaltbreite auf die Linienverschiebung, herrührend von dem Umstande, dass man in der Mitte des Spaltes nicht den Sonnenrand, sondern einen um mindestens die halbe Spaltbreite nach Innen zu gelegenen Punkt der Scheibe beobachtet, ist bei der Reduction der Messungen nicht berücksichtigt worden. Diese Vernachlässigung kann indessen nur in dem Sinne wirken, einen zu kleinen Werth für die Rotationsconstante zu erhalten, eine Erklärung der obigen Abweichung ist daher hieraus nicht zu finden.

Im Jahre 1877 hat Langley*) mit einem besonders zur Vergleichung von Spectren, welche von verschiedenen Lichtquellen herrühren, geeigneten Spectroskope ebenfalls die durch die Sonnenrotation bedingte Linienverschiebung nachgewiesen. Derselbe macht speciell darauf aufmerksam, dass diese Methode geeignet ist, auf das schärfste die eigentlichen Sonnenlinien von denjenigen, welche von unserer Atmosphäre herrühren, zu trennen. Cornu**) hat späterhin thatsächlich diese Methode zur besseren Erkennung der atmosphärischen Linien benutzt.

Als hierher gehörig ist eine Beobachtung von Copeland***) aus dem Jahre 1883 anzuführen. Am folgenden Sonnenrande erscheint nämlich die starke Linie bei 588.42 $\mu\mu$ doppelt, während sie am vorhergehenden Rande einfach ist. In diesem Falle ist die eine Componente dieser Linie eine zur Sonne gehörige Eisenlinie, während die andere Componente eine tellurische Linie ist. Der Einfluss der Rotation der

*) Amer. Journ. Bd. 14, p. 140. **) Bull. astron. Bd. 1, p. 74.
***) Monthly Not. Bd. 34, p. 170.

Sonne auf die Lage der Eisenlinie genügt gerade, um sie mit der atmosphärischen Linie zur Deckung zu bringen.

Eine ähnliche Erscheinung ist bereits im Jahre 1880 von Thollon*) beobachtet worden.

Während die erwähnten Beobachtungen einen sicheren Beweis dafür zu liefern vermögen, dass das Doppler'sche Princip in der jetzigen Form eine sehr grosse Annäherung an die Wahrheit gewährt, sind in neuerer Zeit weitergehende Untersuchungen angestellt worden, welche bezwecken, mit Hülfe der Linienverschiebung Aufklärung über die Rotationsverhältnisse der absorbirenden Schicht auf der Sonne zu erhalten.

Unter Anwendung Rowland'scher Gitter hat Crew**) zuerst eine derartige Untersuchung angestellt. Er findet als mittlere Differenz der Rotationsgeschwindigkeit am Aequator 3.86 ± 0.043 Kilometer, entspechend einer siderischen Umlaufszeit der Sonne von 26.23 Tagen. Seine Beobachtungen, die sich bis zu 70° heliocentrischer Breite erstrecken, führen zu dem Schlusse, dass die Rotation der absorbirenden Schicht eine gleichmässige ist, unabhängig von der Breite, ein Resultat, welches in einem gewissen Zusammenhange zu stehen scheint mit dem aus den Wilsing'schen Untersuchungen***), nach welchen für die Sonnenfackeln in Bezug auf die Rotationszeit eine Abhängigkeit von der heliocentrischen Breite nicht nachweisbar ist.

Im directen Widerspruche hiermit stehen die Resultate einer beträchtlich umfangreicheren und genaueren Untersuchung von Dunér über die Rotation der absorbirenden Schicht auf der Sonne; ich verdanke die Angaben über diese noch nicht publicirte Untersuchung der freundlichen Mittheilung des Autors. Zu dieser Untersuchung wurde ebenfalls ein Rowland'sches Gitter benutzt, und zwar unter Anwendung einer sehr einfachen und practischen Spectroskopconstruction, bei welcher die Collimatorlinse gleichzeitig auch die Function des Beobachtungsobjectivs übernimmt.

Die Messungen der Verschiebungen wurden durch Distanzmessungen zwischen Sonnen- und tellurischen Linien ausgeführt, und es scheint hierbei eine sonst noch nirgends erreichte Genauigkeit der Bestimmungen erzielt worden zu sein.

Die folgende Tabelle enthält unter ξ den täglichen Rotationswinkel der absorbirenden Schicht für die vorstehende heliocentrische Breite.

---

*) Comptes Rendus Bd. 91, p. 368.

**) Haverford College Publ. 1889.

***) Publ. d. Astroph. Obs. zu Potsdam. IV. 2.

Heliocentrische Breite	ξ	Zahl der Beobachtungen
0°4	14°14	107
15.0	13.66	104
30.0	13.06	104
45.0	11.99	106
60.0	10.62	107
74.8	9.34	107

Dunér hat diese Werthe mit drei verschiedenen Formeln für die Rotation der Sonnenoberfläche (aus Fleckenbeobachtungen abgeleitet) verglichen:

1) $\xi = 14^\circ077 - 4^\circ535 \sin^2 \varphi$,

2) $\xi = 7.286 + 6.723 \cos \varphi$,

3) $\xi = 8.596 + 5.522 \cos \varphi - 0^\circ759 \sin \varphi$;

wobei sich die folgenden übrigbleibenden Fehler ergeben:

Helioc. Breite	Fehler (1)	Fehler (2)	Fehler (3)
0°4	+ 0°06	+ 0°13	+ 0°03
15.0	— 0.12	— 0.12	— 0.07
30.0	+ 0.09	— 0.04	+ 0.05
45.0	+ 0.12	— 0.03	+ 0.02
60.0	— 0.03	— 0.01	— 0.04
74.8	— 0.13	+ 0.08	+ 0.01

Die beste Darstellung gewährt zwar die dritte Formel, doch lässt sich dies daraus erklären, dass dieselbe eine Constante mehr enthält, und man kommt daher zum Schlusse, dass die zweite Formel durchaus den Beobachtungen genügt, besser als die erste, und dass jedenfalls auf Grund der Dunér'schen Beobachtungen die Annahme einer gleichmässigen Rotation der Sonnenoberfläche in Bezug auf die verschiedenen Breiten nicht zulässig ist.

Strömungen in der Sonnenatmosphäre, die in der Richtung des Visionsradius stattfinden, äussern sich in Verzerrungen derjenigen Linien, welche dem strömenden Gase angehören. Sie sind am besten am Sonnenrande zu beobachten.

Die nebenstehenden Figuren 68 und 69 zeigen derartige Verzerrungen der *C*- und *F*-Linie, wie sie von Lockyer am 22. September 1870 beobachtet worden sind, aus denen Geschwindigkeiten bis zu 400 Kilometer resultiren würden.

Fig. 70 gibt eine ähnliche Abbildung für die Verzerrung der *F*-Linie in einer Protuberanz vom 3. Juni 1871, beobachtet von Vogel. Die eigenthümliche Windung des oberen Theiles der *F*-Linie verräth

eine Wirbelbewegung innerhalb der Protuberanz. Noch deutlicher ist eine derartige Wirbelbewegung (Fig. 72) bei einer Protuberanz am 5. März 1871 angedeutet, dieselbe wurde ebenfalls von Vogel beobachtet. Die Verschiebungen betragen in diesem Falle bis zu 0.23 $\mu\mu$, oder circa 160 Kilometer pro Secunde.

Auch bei den hellen Linien, welche zuweilen in Sonnenflecken beobachtet worden sind, treten Verzerrungen ein, welche auf die Existenz von auf- und absteigenden Strömungen deuten.

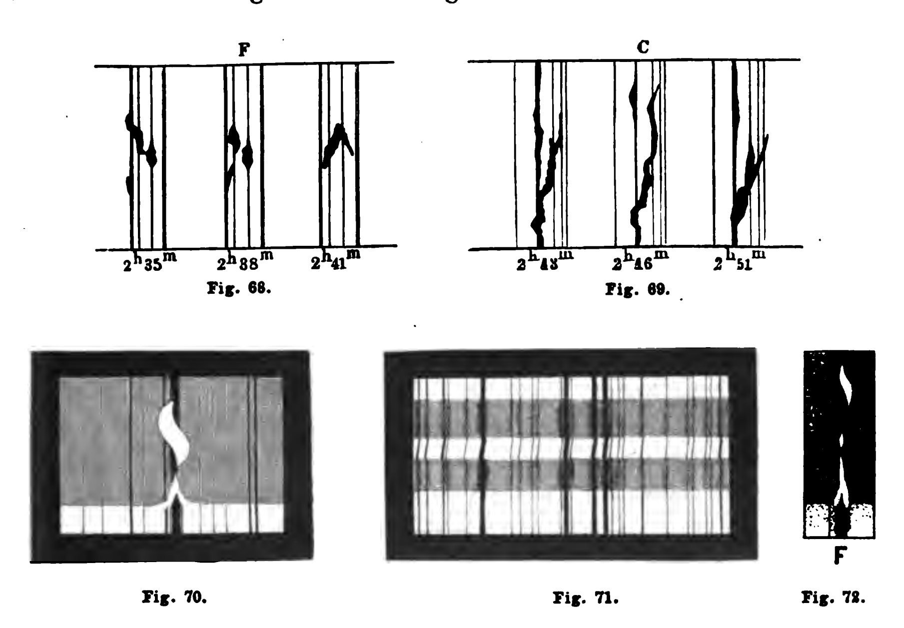


Fig. 68. Fig. 69.

Fig. 70. Fig. 71. Fig. 72.

Eine Verschiebung aller dunklen Linien ist ebenfalls in Fleckenspectren beobachtet worden, wodurch angedeutet ist, dass hier die sämmtlichen Gasmassen, welche die Absorption verursachen, in strömender Bewegung begriffen sind. Als besonders eclatantes Beispiel dieser Art ist eine Beobachtung von Vogel an einem Sonnenflecken vom 6. Mai 1871 anzusehen. Der Flecken war durch zwei Lichtbrücken gespaltet, und als der Spalt des Spectroskopes auf diese Lichtbrücken gestellt wurde, zeigten sich Verschiebungen der Spectrallinien und zwar so, dass längs der Kante des grösseren Fleckens die Linien mehr nach dem Violett, an der Kante des kleineren Fleckens dagegen mehr nach dem Roth gerückt waren.

In der obenstehenden Fig. 71 ist ein Theil dieses Spectrums in der Nähe der *b*-Linie abgebildet. Die dunklen, in der Längsrichtung des Spectrums laufenden Streifen rühren von den Kernflecken her, die

Spectrallinien sind hier verbreitert. Die Linien sind ferner da, wo sie die von den beiden dunklen Streifen eingeschlossene Lichtbrücke durchsetzen, zweimal gebrochen. Die Geschwindigkeit des Emporsteigens der Gase am Rande des grösseren Fleckens würde nach Massgabe der Verschiebungen 30 bis 40 Kilometer in der Secunde betragen haben.

Von Bewegungen, welche ausser den bereits angeführten innerhalb des Sonnensystems mit Hülfe des Spectroskopes nachzuweisen sind, kommen noch diejenigen einzelner Planeten und Cometen in Frage. Die Bewegungen der ersteren im Visionsradius sind im Allgemeinen sehr gering, und es ist daher erst ganz neuerdings gelungen, sie mit Bestimmtheit zu erkennen und zu messen. So haben z. B. zwei Potsdamer spectrographische Aufnahmen der Venus (siehe weiter unten) zu folgender Vergleichung zwischen Beobachtung und Rechnung geführt:

	Beob. Geschwindigk.	Berechn. Geschw.
1889 Jan. 2.	— 14 Kilom.	— 12 Kilom.
Febr. 10.	— 12 »	— 13 »

Einen sehr interessanten Fall bot der Comet Wells, dessen Spectrum durch das Auftreten der Natriumlinien sehr genaue Messungen zuliess. Am 6. Juni 1882 konnte H. C. Vogel eine deutliche Verschiebung der Natriumlinien des Cometen gegen diejenigen einer Spirituslampe constatiren und messen; als Betrag der von der Erde weg gerichteten Geschwindigkeitscomponente ergab sich 27 Kilometer.

Die wichtigste Anwendung des Doppler'schen Principes ist diejenige auf die Bewegung der Fixsterne im Visionsradius.

Die Untersuchungen über die Eigenbewegungen der Fixsterne, welche diejenige Componente der Bewegung ergeben, welche auf den Visionsradius normal steht, geben zunächst nur scheinbare, d. h. Winkelbewegungen. Nur in den Fällen, wo die Parallaxe der Gestirne bekannt ist, kann diese Winkelbewegung in lineares Mass, in Geschwindigkeiten, übertragen werden. Zur Ermittelung der Bewegungscomponente, welche im Visionsradius liegt, gibt es überhaupt kein anderes Verfahren als die Methode der Linienverschiebung, und dasselbe gewährt die Resultate ohne Weiteres in Geschwindigkeiten, also in linearem Masse. Es ist evident, dass die Kenntniss dieser Geschwindigkeiten für die Stellarastronomie von sehr hoher Bedeutung ist, und man hat deshalb schon sehr früh mit den Versuchen zu ihrer Ermittelung begonnen; aber erst in neuester Zeit ist es gelungen, in dieser Beziehung befriedigende Resultate zu erhalten.

Die ersten Versuche dieser Art sind bereits im Jahre 1867 v...

Huggins*) angestellt worden, und zwar nicht bloss an Sternen, sondern auch an Nebelflecken (Orionnebel). In Bezug auf den Orionnebel führten sie zu einem negativen Resultate, insofern nur gefolgert werden konnte, unter Berücksichtigung der Bewegung der Erde in ihrer Bahn, dass der Nebel sich nicht mit einer grösseren Geschwindigkeit als 10 engl. Meilen in der Secunde von uns weg oder 20 oder 25 Meilen auf uns zu bewegte. Die von Huggins an Sternen erhaltenen Geschwindigkeiten werden weiter unten in Zusammenstellung mit anderen Beobachtungen aufgeführt werden.

An die Huggins'schen Versuche schliessen sich vom Jahre 1871 an die Beobachtungen Vogels über denselben Gegenstand, deren Resultate, da sie sich nur auf wenige Sterne beziehen, gleich hier angeführt werden mögen:

Wega	— 81 Kilom.	Procyon	+ 105 Kilom.
Altair	— 75 »	Orionnebel	+ 27 »
Sirius	+ 75 »		

Das negative Vorzeichen bedeutet Annäherung an die Erde resp. Sonne, das positive zunehmende Entfernung.

Huggins wie Vogel haben diese Beobachtungen nicht weiter fortgesetzt, da dieselben wegen ihrer grossen Schwierigkeit sich durchaus nicht zu systematischer Verfolgung eignen. Vogel**) bemerkt sogar, dass selbst bei guter Luft häufig stundenlange Beobachtungen erforderlich seien, um eine Schätzung oder gar eine Messung vornehmen zu können. Eine derartige Untersuchung eignet sich also nicht zur Aufnahme in den Arbeitsplan einer Sternwarte. Trotzdem sind Versuche in dieser Hinsicht ausgeführt worden, und zwar in sehr umfangreicher Weise in Greenwich, ausserdem von Seabroke.

Ich gebe nun im Folgenden eine Zusammenstellung der Resultate der Greenwicher Beobachtungen aus den Jahren 1875 bis 1888, sowie derjenigen von Seabroke.

Was die Greenwicher Beobachtungen anbelangt, so ist die Anzahl derselben für die verschiedenen Sterne eine sehr ungleiche, so ist z. B. der Mittelwerth für die Bewegung von α Bootis aus 77 einzelnen Beobachtungen abgeleitet, während derjenige von γ Bootis sich nur auf zwei Beobachtungen bezieht.

Aus diesem Grunde ist in dem Verzeichniss die Anzahl der Beobachtungen angeführt, ebenso auch für die Werthe von Seabroke.

*) Philosoph. Trans. 1868 p. 529—564.

**) Astr. Nachr. Bd. 82, p. 291.

Stern	Greenwich Kilom.	Greenwich Anzahl der Beobacht.	Greenwich Grenzwerthe	Seabroke Kilom.	Seabroke Anzahl der Beobacht.	Seabroke Grenzwerthe	Huggins Kilom.
α Androm.	— 47	42	+ 6 — 102	— 42	2	.	.
β Cassiop.	+ 11	14	+ 66 — 53	.	.	.	.
γ Pegasi	— 39	20	+ 32 — 98	— 23	3	.	.
δ Androm.	— 65	5	— 3 — 115	.	.	.	.
α Cassiop.	+ 53	5	+ 0 + 94	.	.	.	.
β Ceti	— 63	6	— 22 — 107	.	.	.	.
γ Cassiop.	— 26	16	+ 18 — 88	.	.	.	.
β Androm.	— 7	11	+ 72 — 93	.	.	.	.
α Triang.	+ 90	2	.	.	.	.	.
β Arietis	— 44	10	+ 78 — 136	.	.	.	
α Pisc.	— 46	2	.	.	.	.	.
γ Androm.	— 36	3	.	.	.	.	.
α Arietis	— 6	15	+ 101 — 61	.	.	.	.
α Ceti	— 25	3	.	.	.	.	.
γ Persei	+ 23	3	.	.	.	.	.
α Persei	— 38	23	+ 41 — 120	.	.	.	.
δ Persei	+ 49	1	.	.	.	.	.
η Tauri	— 37	3	.	.	.	.	.
ζ Persei	— 38	3	.	.	.	.	.
ε Tauri	+ 33	2	.	.	.	.	.
α Tauri	+ 50	68	+ 4 + 152	.	.	.	.
α Aurig.	+ 35	47	+ 91 — 88	+ 17	3	.	.
β Orion.	+ 31	50	+ 74 — 8	+ 47	1	.	+ 24
γ Orion.	— 1	32	+ 48 — 42	+ 48	2	.	.
β Tauri	— 28	34	+ 42 — 62	.	.	.	.
δ Orion.	+ 1	14	+ 55 — 70	+ 87	1	.	.
ε Orion.	— 0	14	+ 56 — 78	+ 21	1	.	.
ζ Orion.	— 7	12	+ 33 — 58	+ 27	1	.	
κ Orion.	— 17	7	+ 23 — 45	.	.	.	.
α Orion.	+ 47	27	+ 150 — 3	+ 45	3	.	+ 35
β Aurig.	— 5	13	+ 66 — 94	+ 1	1	.	.
γ Gemin.	— 31	14	+ 46 — 150	— 75	1	.	
β Can. min.	— 23	1	.	.	.	.	.
α Gemin.	+ 15	28	+ 98 — 62	+ 52	4	.	+ 42
α Can. min.	+ 13	53	+ 94 — 92	+ 22	10	+ 102 — 72	— 12
β Gemin.	— 52	54	+ 29 — 205	— 6	2	.	— 78
α Hydrae	+ 22	7	+ 93 — 26	.	.	.	.
ε Leon.	— 7	5	+ 29 — 48	.	.	.	.
α Leon.	+ 8	32	+ 77 — 38	+ 47	12	+ 109 — 6	+ 24
β Urs. maj.	+ 29	8	+ 85 — 8	— 8	3	.	+ 30
α Urs. maj.	— 52	5	— 5 — 96	+ 13	4	.	— 85
γ Leon.	— 35	11	+ 50 — 114	— 11	7	+ 37 — 78	.
δ Leon.	— 17	8	+ 32 — 70	— 22	8	+ 62 — 96	.
ϑ Leon.	+ 15	2	.	+ 29	6	+ 69 — 50	.
β Leon.	— 15	18	+ 91 — 85	— 17	9	+ 51 — 118	+

Stern	Greenwich			Seabroke			Huggins
	Kilom.	Anzahl der Beobacht.	Grenzwerthe	Kilom.	Anzahl der Beobacht.	Grenzwerthe	Kilom.
β Virg.	− 69	2	.	.	.	.	.
γ Urs. maj.	+ 22	8	+ 85 − 5	− 30	3	.	+ 30
δ Urs. maj.	+ 6	5	+ 48 − 32	− 3	4	.	+ 30
ε Urs. maj.	+ 0	7	+ 40 − 67	− 78	5	− 46 − 112	+ 30
γ Virg.	+ 10	8	+ 91 − 85	.	.	.	.
δ Virg.	+ 101	1	. .	.	.	.	.
ε Virg.	− 18	7	+ 12 − 46	.	.	.	.
α Can. ven.	− 46	6	+ 19 − 72	.	.	.	.
ζ Urs. maj.	+ 35	9	+ 8 + 56	+ 4	9	+ 48 − 77	+ 30
η Urs. maj.	− 2	10	+ 43 − 70	+ 24	9	+ 43 − 18	.
η Bootis	− 54	1	.	− 23	3	.	.
α Dracon.	+ 56	1	.	.	.	.	.
α Bootis	− 73	77	− 16 − 142	− 26	15	+ 86 − 123	− 89
γ Bootis	− 63	2	. .	.	.	.	.
ε Bootis	− 10	13	+ 42 − 86	− 20	5	+ 13 − 58	.
β Urs. min.	+ 46	2	.	.	.	.	.
β Bootis	− 68	2	.	.	.	.	.
β Librae	− 29	10	+ 56 − 69	.	.	.	.
α Coronae	+ 24	30	+ 96 − 67	− 23	7	+ 35 − 72	+
α Serpent.	− 4	3		.	.	.	.
β Serpent.	− 23	1	.	.	.	.	.
ε Serpent.	+ 57	2	.	.	.	.	.
γ Hercul.	− 44	4	.	.	.	.	.
η Dracon.	+ 16	3	.	.	.	.	.
β Hercul.	− 85	2	.	.	.	.	.
ζ Hercul.	− 41	1	.	.	.	.	.
ζ Dracon.	− 49	3	.	.	.	.	.
α Hercul.	− 42	2	.	.	.	.	.
β Dracon.	+ 28	4	.	.	.	.	.
α Ophiuchi	− 25	28	+ 98 − 99	− 31	7	+ 11 − 88	.
ξ Dracon.	+ 13	1	.	.	.	.	.
γ Dracon.	− 7	11	+ 34 − 38	.	.	.	.
α Lyrae	− 61	83	− 21 − 138	− 74	12	− 27 − 104	− 79
γ Lyrae	− 55	6	+ 14 − 91	− 54	4	.	.
ζ Aquilae	− 38	16	+ 67 − 99	− 90	4	.	.
δ Aquilae	+ 4	2	.	.	.	.	.
β Cygni	− 21	7	+ 38 − 64	.	.	.	.
γ Aquilae	− 29	4	.	− 15	3	.	.
δ Cygni	− 24	13	+ 45 − 69	− 44	12	+ 61 − 102	.
α Aquilae	− 48	58	+ 56 − 130	− 24	13	+ 42 − 112	.
γ Cygni	− 23	17	+ 16 − 53	− 71	7	+ 53 − 109	−
α Delph.	− 13	7	+ 75 − 82	.	.	.	.
α Cygni	− 61	46	+ 45 − 149	− 61	11	+ 50 − 91	− 63
ε Cygni	− 0	11	+ 38 − 96	− 50	4	.	.
ζ Cygni	+ 9	3	.	.	.	.	.

Stern	Greenwich			Seabroke			Huggi
	Kilom.	Anzahl der Beobacht.	Grenzwerthe	Kilom.	Anzahl der Beobacht.	Grenzwerthe	Kilo
α Cephei	— 66	15	— 27 — 121	.	—	.	.
β Cephei	+ 86	1	.	.	—	.	.
ε Pegasi	— 16	12	+ 43 — 46	.	—	.	.
ζ Pegasi	— 9	1	.	.	—	.	.
η Pegasi	— 0	5	+ 21 — 24	— 88	1	.	
α Pisc. austr.	— 12	4	.	.	—	.	.
β Pegasi	— 11	17	+ 72 — 110	+ 3	1	.	.
α Pegasi	— 38	47	+ 21 — 123	— 48	5	— 0 — 72	—

Ausgeschlossen aus dieser Zusammenstellung sind diejenigen Sterne, bei denen eine periodische Aenderung der Bewegung oder der Verdacht einer solchen vorliegt, also α Can. maj., β Persei und α Virginis.

Betrachten wir erst die Beobachtungen an sich. In der Columne »Grenzwerthe« sind für jeden Stern, für welchen mindestens fünf Beobachtungen vorliegen, die extremsten Werthe der Beobachtungen angegeben. Für die Greenwicher Beobachtungen lässt sich hieraus auch ohne Berechnung der wahrscheinlichen Fehler schliessen, dass eine einzelne Beobachtung keinen Werth besitzt, indem sie nicht einmal im Stande ist, über das Vorzeichen zu entscheiden, und dass erst sehr viele Einzelbeobachtungen ein einigermassen sicheres Resultat zu ergeben vermögen. Es ist klar, dass bei dieser Betrachtung constante Fehler nicht einbegriffen sind, und solche scheinen in der That vorhanden zu sein, da sehr häufig die Beobachtungen eines Sternes in einem Jahre sehr gut mit einander übereinstimmen, in verschiedenen Jahren aber sehr stark abweichen.

In noch höherem Masse gilt das vorhin Gesagte für die Beobachtungen von Seabroke, deren Anzahl bei keinem Sterne eine genügend grosse ist, um auch nur den Sinn der Mittelwerthe verbürgen zu können. Das Auftreten constanter Fehler ist bei der Beobachtung der Linienverschiebungen äusserst leicht denkbar, ein eclatantes Beispiel hierfür liefern die in das Verzeichniss nicht mehr aufgenommenen neuesten Beobachtungsergebnisse von Seabroke*), in welchen fast alle Beobachtungen das negative Zeichen aufweisen, eine Erscheinung, die nur möglich ist, wenn alle Beobachtungen durch eine constante Fehlerquelle beeinflusst worden sind.

Lassen wir die unzureichenden Beobachtungen Seabrokes weg, und verwenden zu einer Vergleichung zwischen Greenwich und Huggins nur diejenigen Sterne, für welche in Greenwich mindestens 30 Beob-

*) Monthl. Not. Bd. 50, p. 72.

achtungen vorliegen, so erhalten wir eine befriedigende Uebereinstimmung, wie die folgenden Zahlen zeigen:

	Greenwich	Huggins		Greenwich	Huggins
β Orionis	+ 31	+ 24	α Bootis	— 73	— 89
α Orionis	+ 47	+ 35	α Coronae	+ 24	+
α Can. min.	+ 13	— 12	α Lyrae	— 61	— 79
β Gemin.	— 52	— 78	α Cygni	— 61	— 63
α Leonis	+ 8	+ 24	α Pegasi	— 38	—

Aber auch diese Uebereinstimmung ist im Wesentlichen nur eine illusorische, wie sich später ergeben wird.

Ein epochemachender Fortschritt in der Ermittelung der Bewegungen der Fixsterne im Visionsradius beginnt mit dem Jahre 1888, wo von H. C. Vogel zum ersten Male der Versuch unternommen wurde, die Linienverschiebungen in den Sternspectren auf photographischem Wege zur Sichtbarkeit zu bringen und einer exacten Ausmessung zu unterziehen.

Es ist in den vorigen Capiteln bereits mehrfach auf die Vortheile dieser Untersuchungsmethode hingedeutet worden; auch eine Abbildung des Spectrographen, welcher zu den Spectralaufnahmen dient, ist bereits gegeben. Wir können uns daher an dieser Stelle damit begnügen, über die in extenso bisher noch nicht publicirten Resultate zu berichten.

Zur Beurtheilung der Genauigkeit, welche nach dem neuen Vogelschen Verfahren in Potsdam erreicht worden ist, möge erwähnt werden, dass der wahrscheinliche Fehler in der Bestimmung der Geschwindigkeit für eine Aufnahme bei den besser zu messenden Sternen des zweiten Spectraltypus etwa 3 Kilometer beträgt, für die weniger genau zu messenden Spectra der ersten Classe etwa 6 Kilometer, während die Greenwicher Beobachtungen einen wahrscheinlichen Fehler von im Durchschnitt 30 bis 40 Kilometer und darüber erkennen lassen. Die Greenwicher Beobachtungen werden durch Berücksichtigung der Bewegung der Erde in ihrer Bahn nicht wesentlich verbessert; in welchem Masse dies aber für die Potsdamer Beobachtungen stattfindet, zeigt die nun folgende Zusammenstellung der bis jetzt in Potsdam erhaltenen Resultate.

In dieser Zusammenstellung sind nur die Sterne der zweiten Spectralclasse enthalten, da die Messungen von den Sternen der ersten Classe zur Zeit noch nicht abgeschlossen sind.

Stern	Datum	Beobachtete Bewegung	Bewegung der Erde	Mittlere Bewegung der Sterne
α Cassiop.	1890. Februar 20.	+ 3	+ 19	— 16
	- - 21.	+ 4	+ 18	— 14
			Mittel	— 15
β Androm.	1888. November 6.	+ 16	+ 8	+ 8
	1889. September 4.	— 4	— 19	+ 15
			Mittel	+ 12
α Ursae min.	1888. November 14.	— 31	— 7	— 24
	- December 6.	— 31	— 2	— 29
			Mittel	— 27
γ Androm.	1888. December 13.	+ 6	+ 17	— 11
	1890. Februar 12.	+ 13	+ 26	— 13
			Mittel	— 12
α Arietis	1888. November 5.	— 12	+ 4	— 16
	1890. Februar 7.	+ 17	+ 29	— 12
	- Februar 12.	+ 13	+ 28	— 15
			Mittel	— 14
α Persei	1888. December 5.	— 4	+ 6	— 10
	- - 10.	— 2	+ 9	— 11
			Mittel	— 11
α Tauri	1888. October 28.	+ 32	— 15	+ 47
	- November 10.	+ 40	— 9	+ 49
	- December 4.	+ 50	+ 3	+ 47
	1889. Januar 9.	+ 71	+ 20	+ 51
			Mittel	+ 49
α Aurigae	1888. October 22.	+ 4	— 21	+ 25
	- - 24.	+ 5	— 20	+ 25
	- - 25.	+ 5	— 20	+ 25
	- - 28.	+ 4	— 19	+ 23
	- November 9.	+ 11	— 14	+ 25
	- December 1.	+ 19	— 5	+ 24
	- - 13.	+ 24	+ 1	+ 23
	1889. Januar 2.	+ 33	+ 11	+ 22
	- Februar 5.	+ 53	+ 23	+ 30
	- März 6.	+ 55	+ 27	+ 28
			Mittel	+ 25
α Orionis	1888. December 8.	+ 16	— 5	+ 21
	- - 29.	+ 13	+ 6	+ 7
	1890. Januar 11.	+ 27	+ 12	+ 15
			Mittel	+ 14
γ Gemin.	1888. December 14.	— 24	— 7	— 17
	1889. Januar 6.	— 8	+ 5	— 13
			Mittel	— 15
α Can. maj.	1888. December 1.	— 24	— 12	— 12
	- - 13.	— 23	— 8	— 15
	1889. Februar 10.	+ 5	+ 15	— 10
	1890. Januar 29.	— 1	+ 10	— 11
	- Februar 12.	+ 5	+ 15	— 10
			Mittel	— 12

Stern	Datum	Beobachtete Bewegung	Bewegung der Erde	Mittlere Bewegung der Sterne
α Can. min.	1888. December 8.	— 28	— 17	— 11
	- - 29.	— 19	— 8	— 11
			Mittel	— 11
β Gemin.	1889. Januar 5.	+ 1	— 3	+ 4
	- Februar 3.	+ 10	+ 12	— 2
			Mittel	+ 1
γ Leonis	1889. April 3.	— 19	+ 21	— 40
	1890. - 4.	— 16	+ 21	— 37
			Mittel	— 39
α Urs. maj.	1888. November 7.	— 31	— 19	— 12
	- - 9.	— 31	— 19	— 12
	1889. Mai 4.	+ 9	+ 19	— 10
	- - 22.	+ 6	+ 18	— 12
			Mittel	— 12
α Bootis	1888. October 5.	— 7	+ 4	— 11
	1889. April 4.	— 13	— 4	— 9
	- - 30.	0	+ 8	— 8
	- Mai 17.	+ 7	+ 14	— 7
	1890. April 15.	— 5	+ 1	— 6
			Mittel	— 8
ε Bootis	1889. Mai 5.	— 11	+ 7	— 18
	- - 21.	— 3	+ 12	— 15
			Mittel	— 17
β Urs. min.	1888. November 9.	+ 8	— 9	+ 17
	1889. Mai 3.	+ 21	+ 9	+ 12
	- - 4.	+ 21	+ 9	+ 12
	- Juni 2.	+ 22	+ 7	+ 15
			Mittel	+ 14
β Herculis	1889. Juni 7.	— 30	+ 6	— 36
	- - 25.	— 22	+ 12	— 34
			Mittel	— 35
γ Cygni	1888. November 12.	+ 13	+ 16	— 3
	- December 28.	+ 3	+ 12	— 9
			Mittel	— 6
α Cygni	1888. October 14.	0	+ 11	— 11
	- November 11.	+ 9	+ 15	— 6
	- - 13.	+ 11	+ 15	— 4
	1889. Juni 6.	— 18	— 14	— 4
			Mittel	— 6
ε Pegasi	1888. October 5.	+ 23	+ 19	+ 4
	- November 10.	+ 39	+ 27	+ 12
			Mittel	+ 8

Eine Vergleichung mit den Greenwicher Resultaten führt zu folgender Darstellung:

	Potsdam	Greenwich		Potsdam	Greenwich
α Cassiop.	—15 Kilom.	+ 53 Kilom.	β Gemin.	+ 1 Kilom.	—52 Kilom.
β Androm.	+ 12	— 7	γ Leonis	—39	—35
γ Androm.	—12	—36	α Bootis	— 8	—73
α Arietis	—14	— 6	ε Bootis	—17	—10
α Persei	—11	—38	β Urs. min.	+ 14	+ 46
α Tauri	+ 49	+ 50	β Hercul.	—35	—85
α Aurigae	+ 25	+ 35	γ Cygni	— 6	—23
α Orionis	+ 14	+ 47	α Cygni	— 6	—61
γ Gemin.	—15	—31	ε Pegasi	+ 8	—16
α Can. min.	—11	—23			

Es ergibt sich hiernach in Uebereinstimmung mit den früher gefundenen Schlüssen, dass die Greenwicher Beobachtungen im Mittel über das Vorzeichen der Bewegungen zu entscheiden vermögen, dass aber in den meisten Fällen die absoluten Werthe der Beobachtungen nicht richtig sind, indem sie zu gross ausfallen.

Im Mitel resultirt als Geschwindigkeit der Sternbewegungen aus den Potsdamer Beobachtungen 17 Kilometer, eine Zahl, die beträchtlich kleiner ist als die aus den Greenwicher Beobachtungen folgende, nämlich 32 Kilometer für alle Sterne, und aus denjenigen, die in der obigen Tabelle enthalten sind, 38 Kilometer. Auch die Huggins'schen Beobachtungen geben einen beträchtlich grösseren Mittelwerth, 51 Kilometer, ebenso lassen die wenigen directen Beobachtungen Vogels auf sehr starke Bewegungen schliessen.

Es blieb demnach nach den bisherigen Beobachtungen nichts Anderes übrig, als für die Bewegungen der Fixsterne sehr hohe Werthe anzunehmen, was stets zu Misstrauen in diese Resultate geführt hat, da für diejenigen Sterne, deren Parallaxen und Eigenbewegungen bekannt sind, im Mittel kleinere Werthe der senkrecht zum Visionsradius liegenden Translationsgeschwindigkeit folgen und schnell sich bewegende Sterne, wie z. B. 61 Cygni, zu den Ausnahmen gehören. Es blieben nur zwei Annahmen möglich, einmal die sehr unwahrscheinliche, dass die Geschwindigkeiten der Fixsterne im Visionsradius merklich grösser sind, als in der hierzu normalen Ebene, oder dass die directen Beobachtungen der Linienverschiebungen zu grosse Werthe ergaben.

Dass diese letztere Annahme die richtige ist, dürfte durch die Potsdamer Beobachtungen definitiv bewiesen sein, und dass übrigens bei den schwierigen directen Messungen so geringer Verschiebungen eine Tendenz vorliegt, dieselbe zu gross zu schätzen, ist physiologisch durchaus

nicht unwahrscheinlich. Es möge noch erwähnt werden, dass Homann*) bei seinen Untersuchungen über die Bewegung des Sonnensystems auf Grund der Greenwicher Beobachtungen ebenfalls zu dem Resultate gelangt ist, dass die absoluten Werthe der Greenwicher Messungen zu gross sind. Die wenig befriedigenden Resultate, welche Homann in dieser Untersuchung erreicht hat, sind wesentlich hierauf, sowie auf die überhaupt unzureichende Genauigkeit der directen Messungen der Linienverschiebungen zurückzuführen.

Es lässt sich schon jetzt, vor Abschluss der Potsdamer Untersuchungen übersehen, dass durch die neue spectroskopische Methode Vogels, besonders, wenn dieselbe mit Hülfe mächtiger optischer Werkzeuge weitergeführt würde, ein ausserordentlicher Fortschritt in der Kenntniss der Bewegungen innerhalb der Fixsternwelt resultiren wird.

Während die Bestätigung dieser Erwartungen der nächsten Zukunft überlassen bleiben muss, hat diese Methode, sowie überhaupt die Anwendung der Photographie auf die Sternspectralanalyse bereits auf dem Gebiete der Doppelsterne neue Gesichtspunkte eröffnet, die einen bisher ungeahnten Einblick in die Natur der Fixsterne gestatten.

Zunächst haben die planmässig unternommenen spectroskopischen Beobachtungen Algols zu der definitiven Bestätigung der früher schon vermutheten Duplicität dieses veränderlichen Sternes geführt. Dass man bisher die plausibelste Erklärung der Veränderlichkeit Algols durch einen umlaufenden Körper nur mit Misstrauen aufgenommen hatte, liegt darin begründet, dass unter dieser Annahme aus den Elementen des Lichtwechsels eine derartig geringe Distanz der beiden Körper resultirt, dass eine Stabilität eines solchen Systems nicht mehr möglich erschien. Der Standpunkt in Bezug auf diese Frage ist aber nunmehr ein gänzlich anderer geworden.

Die bisher veröffentlichten spectrographischen Beobachtungen Algols**) sind die folgenden:

M. Z. Potsdam				Abstand vom nächsten Minimum		Bewegung Algols	
1888	Dec.	4	6^h6	11^h4	nach	— 46	Kilom.
1889	Jan.	6	5.7	22.4	vor	+ 29	-
1889	Jan.	9	5.5	19.4	vor	+ 32	-
1889	Nov.	13	9.3	13.3	nach	— 40	-
1889	Nov.	23	9.0	22.3	vor	+ 42	-
1889	Nov.	26	8.5	19.6	vor	+ 45	-

*) H. Homann. Beiträge zur Untersuchung der Sternbewegungen und der Lichtbewegung durch Spectralmessungen. Inaug.-Diss. Berlin 1885.

**) Vogel und Scheiner. Spectographische Beobachtungen an Algol. Ber. d. K. Ak. d. W. Berlin. 1889, Nov. 28.

Aus diesen Zahlen ergibt sich unter Annahme einer Kreisbahn und unter Zugrundelegung der Elemente*) des Lichtwechsels Algols das folgende Elementensystem:

Durchmesser des Hauptsterns	1 700 000	Kilom.
Durchmesser des Begleiters	1 330 000	-
Distanz der Mittelpunkte	5 180 000	-
Bahngeschwindigkeit Algols	42	-
Bahngeschwindigkeit des Begleiters	89	-
Translationsgeschwindigkeit des Systems	— 4	-
Massen der beiden Körper	$^4/_9$ und $^2/_9$	der Sonnenmasse.

Hierbei ist noch vorausgesetzt, dass die Körper gleiche Dichtigkeit haben, dass sich ihre Massen also direct wie die Volumina verhalten. Zur Berechnung der Durchmesser ist nicht die aus der Lichtcurve nur unsicher zu bestimmende äusserste Grenze der Verfinsterungsdauer zu Grunde gelegt, sondern es sind die Punkte der Curve genommen worden, an welchen die Krümmung eine merklichere zu werden beginnt. Die Zwischenzeit für diese Punkte ist $6^h\,30^m$.

Die ausserhalb dieser Grenzen liegende Lichtänderung Algols würde durch die Annahme mächtiger Atmosphären leicht zu erklären sein, es würden für die Höhen dieser Atmosphären 400 000 resp. 310 000 Kilometer resultiren.

Die früheren Bedenken gegen die Möglichkeit eines derartigen Systems sind durch die Untersuchungen Wilsings**) völlig gehoben worden. Wilsing hat hierin nicht bloss gezeigt, dass die Deformationen, welche zwei so nahe befindliche Körper durch ihre gegenseitige Anziehung erfahren, viel zu gering sind, als dass hierdurch die Constanz des Systems leiden könnte, sondern dass auch die Annahmen, welche über die Constitution dieser Körper gemacht werden müssen, völlig im Einklange stehen mit den betreffenden Werthen, die man für die Sonne erhalten hat.

Die Entdeckung der Duplicität Algols führt unmittelbar zu dem Schlusse, dass bei den sämmtlichen veränderlichen Sternen des Algoltypus der Lichtwechsel ebenfalls durch umlaufende Begleiter zu erklären sein wird, und dass also das Vorkommen äusserst enger Doppelsternsysteme kein sehr seltenes ist.

Wenn solche Systeme sich uns durch den Lichtwechsel bemerkbar machen sollen, so müssen zwei weitere Bedingungen erfüllt sein, dass

*) J. Scheiner, Untersuchungen über den Lichtwechsel Algols aus den Beobachtungen von Professor Schönfeld etc. Bonn 1882.

**) Ueber den Lichtwechsel Algols etc. Astr. Nachr. Bd. 124, Nr. 2960.

nämlich der eine Körper merklich dunkler als der andere ist, und dass die Bahnebene des Systems nahe in der Gesichtslinie liegt. Der Wahrscheinlichkeit nach muss es also noch eine Anzahl von Algolsystemen am Himmel geben, bei denen diese Bedingungen nicht erfüllt sind, und die daher nur aus periodisch wechselnden Linienverschiebungen in ihren Spectren erkannt werden können. Diese Annahme hat in sehr kurzer Zeit eine mehrfache Bestätigung erhalten durch die Entdeckung der binären Natur von α Virginis durch H. C. Vogel auf Grund der Potsdamer spectrographischen Aufnahmen und von β Aurigae und ζ Ursae maj. durch Pickering aus Spectralaufnahmen, die mit Hülfe eines Objectivprismas erhalten worden sind.

Von den Beobachtungen über α Virginis liegen bis jetzt die folgenden vor:

M. Z. Potsdam					Bewegung von α Virginis
1889	April	21	9^h	15^m	— 91 Kilom.
»	»	29	11	10	— 98 -
»	Mai	1	10	58	+ 46 -
1890	April	4	11	30	— 21 -
»	»	9	10	30	— 104 -
»	»	10	11	30	— 1 -
»	»	11	10	50	+ 56 -
»	»	13	10	50	— 109 -
»	»	15	11	0	+ 81 -

Es resultirt hieraus unter Annahme einer Kreisbahn folgende periodische Veränderung der Geschwindigkeit von α Virginis in der Gesichtslinie:

$$v = v_0 \sin\left(\frac{t - t_0}{p} \cdot 360^\circ\right);$$

wenn man für t_0 als Epoche 1890, April 2, $10^h\,0^m$ M. Z. Potsdam, für die Periode p $4^d\,0^h.3$ und für die grösste im Visionsradius zu beobachtende Geschwindigkeit (v_0) 89 Kilometer annimmt. Die Translationsgeschwindigkeit ergibt sich zu —22 Kilometer.

Wie sich aus dem Spectrum von α Virginis ergibt, kann die Helligkeit des Begleiters nur gering im Verhältniss zu derjenigen des Hauptsternes sein, jedenfalls ist der erstere nicht heller als dritter Grösse. Wenn die Bahnebene nicht stark gegen die Gesichtslinie geneigt ist, und die Geschwindigkeit von 89 Kilometern daher näherungsweise als die Bahngeschwindigkeit angesehen werden kann, so würde der Abstand des Hauptsterns vom gemeinschaftlichen Schwerpunkte etwa 4 880 000 Kilometer betragen. Ueber die anderen Elemente des Systems lassen sich ohne specielle Annahmen keine weiteren Resultate ableiten.

Die Entdeckungen Pickerings*) in Betreff der beiden Sterne β Aurigae und ζ Ursae majoris beruhen auf einer anderen spectrographischen Methode. Da bei Anwendung eines Objectivprismas das Spectrum einer ruhenden irdischen Lichtquelle nicht gleichzeitig mit dem Sternspectrum aufgenommen werden kann, so können sich in den Spectralaufnahmen Linienverschiebungen nur dann zeigen, wenn dieselben relativ zwischen zwei Linien stattfinden. Dies kann aber nur dann geschehen, wenn gleichzeitig das Licht von zwei Lichtquellen, die verschiedene Bewegungen im Visionsradius besitzen, in das Spectroskop gelangt, welcher Fall eintritt, sobald ein enges Doppelsternpaar, dessen beide Componenten hell sind, spectroskopisch beobachtet wird. Geben die beiden Componenten Spectra mit verschiedenen Linien, so werden sich die Distanzen zwischen den Linien des einen Spectrums und denen des anderen periodisch ändern; geben sie dasselbe Spectrum, so müssen die Linien periodisch schmäler und breiter werden, eventuell sich sogar in zwei Componenten trennen.

In den Aufnahmen des Spectrums von β Aurigae hat nun Pickering die K-Linie zuweilen einfach, zuweilen zweifach gefunden, und zwar immer abwechselnd in den aufeinander folgenden Nächten. Auch einige andere Linien zeigten dieselbe Eigenthümlichkeit. — Potsdamer Spectralaufnahmen von β Aurigae, welche bereits ein Jahr früher erhalten worden sind, bestätigen die Erscheinung für die Mg-Linie bei 448 $\mu\mu$.

Es ist hieraus zu schliessen, dass β Aurigae ein Doppelstern ist, dessen Componenten nahe gleiche Helligkeit und nahe dasselbe Spectrum besitzen, und welche in etwa vier Tagen um den gemeinschaftlichen Schwerpunkt umlaufen. Es ist als ein eigenthümliches Zusammentreffen zu bezeichnen, dass sowohl α Virginis als auch β Aurigae fast dieselbe Umlaufszeit von vier Tagen besitzen.

Die Aufnahmen von ζ Ursae maj. haben Pickering zur Annahme einer Umlaufszeit von 104 Tagen geführt. Es sind hierbei die Verhältnisse aber etwas weniger aufgeklärt. Es lässt sich z. Z. nur sagen, dass sich die Linien nicht alle 52 Tage zu verdoppeln scheinen — besonders nicht nach Ausweis der Potsdamer Aufnahmen —, so dass man entweder gezwungen ist, eine Umlaufszeit von 208 Tagen anzunehmen oder aber eine sehr excentrische Bahn, deren grosse Axe nahe normal zum Visionsradius steht, so dass zur Zeit der grössten Entfernungen die Bewegungen zu gering sind, um eine Trennung der Linien zu veranlassen. Unter der Annahme einer relativen Geschwindigkeit der beiden

*) A new class of binary stars. Monthly Not. Bd. 50, p. 296.

Componenten von 160 Kilometern (nach Pickering) würde das System eine 40mal grössere Masse als die Sonne besitzen, und diese Masse müsste noch grösser angenommen werden, falls die Umlaufszeit thatsächlich 208 Tage betragen sollte; starke Excentricität ist also wahrscheinlicher.

Jedenfalls kann schon jetzt mit Sicherheit behauptet werden, dass die durch die Einführung der spectrographischen Methode gewonnene Verbesserung in der Anwendung des Doppler'schen Principes bereits in den ersten Anfängen zu einer ganz ungeahnten Erweiterung des Gesichtskreises innerhalb der Fixsternwelten geführt hat.

Da jegliche Bewegung, die im Visionsradius vor sich geht, eine Verschiebung der Spectrallinien zur Folge hat, so muss auch der Umstand, dass ein Fixstern eine Rotation besitzt, auf das Aussehen der Linien einwirken, falls die Rotationsaxe nicht im Visionsradius liegt; liegt sie normal zum Visionsradius, so wird ein Maximum der Wirkung stattfinden. Diese Wirkung besteht darin, dass diejenigen Lichtstrahlen, welche von dem in Folge der Rotation sich auf uns zu bewegenden Rande des Sternes kommen, eine Verschiebung nach dem Violett erleiden, diejenigen des anderen Randes nach dem Roth; eine Spectrallinie von diesem Sterne wird also um den Betrag verbreitert, der der relativen Geschwindigkeit der beiden Ränder in der Verschiebung der Spectrallinien entspricht. Da nun das weitaus meiste Licht von den Theilen der Scheibe herrührt, welche wenig Bewegung im Visionsradius besitzen, so findet die Verbreiterung durch nur wenige Strahlen statt, d. h. die Linie bleibt in der Mitte am dunkelsten und erscheint an den Rändern verwaschen.

Es ist wohl Abney*), der zuerst auf diesen Punkt aufmerksam gemacht hat; derselbe geht soweit, hiernach die mittlere Rotationsgeschwindigkeit der Sterne bestimmen zu wollen. Es ist keine Frage, dass diese Betrachtung theoretisch richtig ist; darauf aber, dass dieselbe praktisch wohl niemals eine Bedeutung erlangen wird, hat bereits Vogel**) hingewiesen.

Um das Aussehen einer durch Rotation verbreiterten Linie näher zu charakterisiren, kann man leicht die Intensität des Lichtes als Function des Abstandes von der Mitte der verbreiterten Linie bestimmen. Die Intensität des Lichtes von denjenigen Theilen der Sternscheibe, für welche die in die Richtung des Visionsradius fallende Componente die gleiche ist, ist durch die Relation ausgedrückt, dass die Intensität proportional dem Quadrate der Geschwindigkeitscomponente verläuft.

*) Monthly Not. Bd. 37, p. 278. **) Astr. Nachr. Bd. 90, p. 71.

Da aber die Verschiebung proportional der Geschwindigkeit selbst ist. so können beide mit einander vertauscht werden, und man erhält folgende Tabelle, welche die Intensität der verbreiterten Linie ausdrückt für die Abstände von der Mitte der Linie, die Gesammtverbreiterung als 10 gesetzt:

Entfernung von der Mitte	Intensität	Entfernung von der Mitte	Intensität
± 0	1.00	± 6	0.64
± 1	0.99	± 7	0.51
± 2	0.96	± 8	0.36
± 3	0.91	± 9	0.19
± 4	0.84	± 10	0.00
± 5	0.75		

Der Abfall der Intensität ist also an den Rändern der Linie ein sehr schneller, während in den mittleren Theilen nur sehr geringer Abfall ist. Das wirkliche Aussehen der verwaschenen Sternspectrallinien entspricht der obigen Curve nicht.

Wollte man trotzdem die Verwaschenheit der Spectrallinien in vielen Sternspectren durch eine Rotation erklären, so ist es selbstverständlich. dass dies nur in den Fällen erlaubt sein würde, wo alle Linien des Spectrums dieselbe Breite und Verwaschenheit besitzen; dies kommt angenähert aber nur bei den Sternen des Typus Ib vor, bei welchem der Anblick der Linien aber auch nicht der obigen Curve entspricht. Ausserdem haben wir für diese Sterne bereits eine Erklärung gegeben, die sehr viel Wahrscheinlichkeit für sich hat.

Wollte man z. B. bei α Cygni die gleichmässige Verbreiterung aller Linien durch Rotation erklären, so würde man auf eine Rotationsgeschwindigkeit am Aequator von mindestens 25 Kilometern pro Secunde geführt. Unsere Sonne besitzt bekanntlich eine solche von 2 Kilometern. Undenkbar ist indessen eine derartige Geschwindigkeit nicht, da ein Körper wie die Sonne eine noch grössere annehmen könnte, ohne Abtrennung der Oberflächentheilchen in Folge der Centrifugalkraft.

IV. Theil.

Tabellen.

---

1. Wellenlängentafel der Linien des sichtbaren Sonnenspectrums.

Diese Tafel, gegründet auf das System der Wellenlängen von Müller und Kempf (Publ. d. Astroph. Observ. zu Potsdam Bd.V.) zerfällt in zwei Abtheilungen. Die erste Abtheilung von W. L. 389.5 $\mu\mu$ bis 540.6 $\mu\mu$ enthält 2614 Linien. Es sind dies diejenigen Linien, welche von Vogel (Publ. d. Astroph. Obs. zu Potsdam Bd.I.), auf das System der Ångström-schen Wellenlängen bezogen, gemessen worden sind, deren Umrechnung auf das Müller-Kempf'sche System auch in Bd. V. gegeben ist. Die geschätzten Intensitäten der Linien sind ansteigend mit den Zahlen von 1 bis 10 wiedergegeben. Die zweite Abtheilung des Sonnenspectrums von W. L. 540.6 $\mu\mu$ bis 692.4 $\mu\mu$ enthält auf dieser Strecke 1406 Linien; die Wellenlängen, ebenfalls bezogen auf das System Müller-Kempf, sind von Müller durch Messungen mit Hülfe eines grossen Rowland'schen Gitters erhalten worden und zwar während eines Aufenthaltes auf dem hohen Säntis bei starken Sonnenhöhen, so dass dieser Theil, in welchem allein die tellurischen Linien auftreten, möglichst frei von denselben ist, und sich daher nach Möglichkeit dem reinen Sonnenspectrum nähert. Ich verdanke die Mittheilung dieser zur Zeit sonst noch nicht publicirten Wellenlängen an dieser Stelle der Freundlichkeit des Herrn Dr. Müller. Die Originalpublication wird in den Publ. d. Astr. Obs. zu Potsdam erfolgen.

Auch in diesem Theile des Spectrums sind die Intensitäten der Linien mit den Zahlen von 1 bis 10 angegeben, jedoch in der Weise, dass sich 10 auf die kräftigsten Sonnenlinien bezieht, unter Ausschluss der allerstärksten Linien, wie z. B. D oder C, welchen grössere Intensitäten beigeschrieben sind. In Folge dessen dürfte die Stufenschätzung in der zweiten Abtheilung etwas enger gehalten sein, als in der ersten. In der Rubrik der Intensitäten sind im zweiten Theile kurze Bemerkungen durch Zeichen angedeutet. : bedeutet unsichere Messung, v = verwaschen, d = doppelt, d? = vielleicht doppelt.

I. Abtheilung.

Nr.	W. L.	Int.	Nr.	W. L.	Int.	Nr.	W. L.	Int.
1	389.550	6	46	391.014	7	91	392.659	5
2	389.597	8	47	391.055	5	92	392.727	1
3	389.655	5	48	391.079	6	93	392.761	4
4	389.688	4	49	391.114	5	94	392.805	9
5	389.712	2	50	391.142	3	95	392.827	5
6	389.736	1	51	391.163	4	96	392.849	5
7	389.754	1	52	391.200	5	97	392.877	6
8	389.782	6	53	391.223	5	98	392.931	6
9	389.832	8	54	391.252	4	99	392.954	3
10	389.877	5	55	391.295	1	100	392.981	4
11	389.943	6	56	391.320	5	101	393.004	5
12	390.004	8	57	391.345	5	102	393.044	8
13	390.048	1	58	391.368	7	103	393.099	3
14	390.086	6	59	391.387	7	104	393.127	7
15	390.122	3	60	391.422	4	105	393.217	9
16	390.190	4	61	391.455	6	106	393.275	8
17	390.223	4	62	391.542	4	107	393.339	8
18	390.260	4	63	391.579	5	108	393.379	10
19	390.270	3	64	391.602	5	109	393.543	6
20	390.291	4	65	391.642	5	110	393.600	7
21	390.324	8	66	391.662	6	111	393.668	3
22	390.346	5	67	391.692	6	112	393.694	3
23	390.379	1	68	391.736	7	113	393.720	1
24	390.416	6	69	391.780	4	114	393.745	6
25	390.434	1	70	391.806	3	115	393.783	1
26	390.459	1	71	391.855	7	116	393.812	5
27	390.483	1	72	391.882	6	117	393.849	7
28	390.509	5	73	391.928	7	118	393.898	3
29	390.550	5	74	392.041	8	119	393.927	3
30	390.583	9	75	392.082	6	120	393.969	1
31	390.618	5	76	392.095	6	121	394.015	5
32	390.654	5	77	392.123	6	122	394.051	3
33	390.674	7	78	392.139	3	123	394.077	1
34	390.702	4	79	392.168	6	124	394.099	6
35	390.728	3	80	392.189	6	125	394.136	5
36	390.746	3	81	392.224	4	126	394.162	5
37	390.775	5	82	392.258	3	127	394.188	5
38	390.799	5	83	392.283	5	128	394.226	3
39	390.820	5	84	392.304	9	129	394.253	6
40	390.853	5	85	392.356	1	130	394.292	4
41	390.875	4	86	392.427	4	131	394.324	5
42	390.899	6	87	392.467	5	132	394.349	5
43	390.920	5	88	392.534	5	133	394.371	4
44	390.950	4	89	392.576	5	134	394.412	9
45	390.989	6	90	392.611	6	135	394.483	6

Nr.	W. L.	Int.	Nr.	W. L.	Int.	Nr.	W. L.	Int.
136	394.504	6	183	396.302	5	230	398.329	5
137	394.528	6	184	396.333	6	231	398.352	5
138	394.547	5	185	396.361	3	232	398.386	4
139	394.601	4	186	396.389	6	233	398.423	7
140	394.672	4	187	396.416	1	234	398.444	4
141	394.714	6	188	396.445	6	235	398.463	5
142	394.748	3	189	396.474	6	236	398.497	5
143	394.765	6	190	396.572	6	237	398.527	5
144	394.787	6	191	396.627	8	238	398.565	6
145	394.824	6	192	396.682	8	239	398.650	6
146	394.888	7	193	396.769	8	240	398.707	7
147	394.927	5	194	396.827	9	241	398.739	7
148	394.975	1	195	396.875	10	242	398.792	5
149	395.008	6	196	396.952	9	243	398.831	3
150	395.051	5	197	396.996	7	244	398.885	4
151	395.128	6	198	397.061	7	245	398.935	5
152	395.179	4	199	397.127	4	246	399.013	7
153	395.211	5	200	397.158	6	247	399.069	5
154	395.246	3	201	397.208	4	248	399.145	5
155	395.281	8	202	397.244	6	249	399.177	3
156	395.309	8	203	397.279	5	250	399.203	5
157	395.330	8	204	397.310	5	251	399.261	5
158	395.365	4	205	397.338	5	252	399.317	5
159	395.402	5	206	397.388	7	253	399.346	4
160	395.466	4	207	397.412	4	254	399.392	3
161	395.489	4	208	397.438	4	255	399.438	6
162	395.545	6	209	397.469	6	256	399.493	5
163	395.582	3	210	397.500	6	257	399.562	7
164	395.612	5	211	397.550	5	258	399.608	4
165	395.655	7	212	397.612	5	259	399.635	5
166	395.686	7	213	397.635	5	260	399.665	4
167	395.719	7	214	397.664	3	261	399.689	1
168	395.779	5	215	397.690	7	262	399.736	5
169	395.810	5	216	397.716	4	263	399.777	8
170	395.838	6	217	397.802	6	264	399.833	8
171	395.860	3	218	397.836	3	265	399.900	7
172	395.893	4	219	397.869	6	266	399.935	4
173	395.941	2	220	397.892	6	267	399.962	3
174	395.968	1	221	397.947	3	268	400.004	1
175	396.004	3	222	397.984	6	269	400.059	6
176	396.046	5	223	398.032	4	270	400.080	6
177	396.091	1	224	398.091	4	271	400.151	6
178	396.134	6	225	398.139	4	272	400.176	5
179	396.171	9	226	398.178	3	273	400.205	6
180	396.232	6	227	398.207	6	274	400.245	4
181	396.257	6	228	398.231	4	275	400.291	4
182	396.279	3	229	398.283	6	276	400.332	5

Nr.	W. L.	Int.	Nr.	W. L.	Int.	Nr.	W. L.	Int.
277	400.416	5	324	402.778	1	371	404.972	5
278	400.530	7	325	402.805	4	372	405.010	5
279	400.565	9	326	402.835	1	373	405.070	4
280	400.611	5	327	402.874	6	374	405.105	5
281	400.667	6	328	402.917	4	375	405.167	4
282	400.709	7	329	403.004	6	376	405.230	6
283	400.737	3	330	403.059	5	377	405.277	6
284	400.768	6	331	403.089	5	378	405.305	6
285	400.836	5	332	403.117	9	379	405.331	3
286	400.931	6	333	403.167	4	380	405.364	5
287	400.958	4	334	403.213	6	381	405.385	1
288	401.008	7	335	403.238	6	382	405.418	5
289	401.058	4	336	403.297	6	383	405.450	5
290	401.100	5	337	403.347	9	384	405.482	3
291	401.125	5	338	403.402	4	385	405.518	6
292	401.181	5	339	403.486	9	386	405.538	3
293	401.215	5	340	403.524	1	387	405.587	6
294	401.278	6	341	403.562	3	388	405.639	4
295	401.404	6	342	403.605	9	389	405.672	4
296	401.422	6	343	403.679	4	390	405.720	1
297	401.468	4	344	403.714	4	391	405.777	7
298	401.493	6	345	403.756	4	392	405.822	3
299	401.534	3	346	403.808	3	393	405.854	6
300	401.600	5	347	403.856	3	394	405.916	6
301	401.683	5	348	403.915	5	395	405.968	5
302	401.718	1	349	403.951	4	396	406.003	5
303	401.753	7	350	404.042	5	397	406.058	4
304	401.791	6	351	404.099	6	398	406.106	3
305	401.854	7	352	404.170	8	399	406.139	5
306	401.945	4	353	404.203	4	400	406.172	3
307	402.064	6	354	404.235	3	401	406.201	5
308	402.131	6	355	404.267	1	402	406.226	5
309	402.170	1	356	404.298	1	403	406.273	6
310	402.203	4	357	404.332	3	404	406.358	6
311	402.227	6	358	404.372	4	405	406.388	9
312	402.266	4	359	404.427	7	406	406.431	1
313	402.314	4	360	404.494	7	407	406.471	5
314	402.378	5	361	404.556	6	408	406.533	5
315	402.410	5	362	404.583	7	409	406.566	5
316	402.447	5	363	404.618	10	410	406.592	1
317	402.505	6	364	404.681	4	411	406.638	5
318	402.551	5	365	404.771	5	412	406.661	5
319	402.584	5	366	404.811	3	413	406.686	5
320	402.623	5	367	404.850	3	414	406.721	6
321	402.655	4	368	404.876	1	415	406.753	6
322	402.689	5	369	404.912	7	416	406.778	1
323	402.746	5	370	404.939	1	417	406.821	6

Nr.	W. L.	Int.	Nr.	W. L.	Int.	Nr.	W. L.	Int.
418	406.878	5	465	409.629	7	512	412.285	6
419	406.931	5	466	409.689	4	513	412.353	4
420	406.983	4	467	409.729	6	514	412.378	3
421	407.050	5	468	409.785	3	515	412.404	5
422	407.098	6	469	409.841	6	516	412.478	4
423	407.135	3	470	409.880	6	517	412.514	4
424	407.191	9	471	409.933	4	518	412.589	5
425	407.278	5	472	410.005	5	519	412.616	3
426	407.403	6	473	410.045	5	520	412.645	6
427	407.458	1	474	410.100	6	521	412.681	4
428	407.502	7	475	410.151	5	522	412.717	4
429	407.542	4	476	410.200	9	523	412.754	3
430	407.563	1	477	410.323	6	524	412.795	6
431	407.621	5	478	410.394	4	525	412.836	6
432	407.650	3	479	410.440	6	526	412.902	5
433	407.693	7	480	410.518	6	527	412.946	5
434	407.797	9	481	410.542	6	528	412.980	5
435	407.865	7	482	410.663	6	529	412.995	5
436	407.910	3	483	410.776	7	530	413.031	5
437	407.954	7	484	410.840	5	531	413.094	4
438	408.009	6	485	410.880	6	532	413.141	4
439	408.047	6	486	410.932	6	533	413.231	9
440	408.113	5	487	410.975	5	534	413.279	5
441	408.152	5	488	411.009	7	535	413.317	6
442	408.235	6	489	411.082	6	536	413.412	6
443	408.271	6	490	411.120	5	537	413.466	8
444	408.319	6	491	411.165	4	538	413.492	8
445	408.390	8	492	411.205	6	539	413.531	3
446	408.475	7	493	411.261	5	540	413.568	3
447	408.527	6	494	411.298	3	541	413.607	4
448	408.553	6	495	411.324	6	542	413.682	5
449	408.625	5	496	411.474	6	543	413.725	6
450	408.654	6	497	411.519	6	544	413.763	5
451	408.697	5	498	411.544	6	545	413.795	3
452	408.735	6	499	411.623	5	546	413.828	3
453	408.800	3	500	411.679	5	547	413.867	4
454	408.882	5	501	411.726	4	548	414.020	6
455	408.946	5	502	411.823	5	549	414.068	6
456	409.028	6	503	411.846	3	550	414.102	3
457	409.078	5	504	411.883	7	551	414.139	3
458	409.121	5	505	411.910	7	552	414.178	1
459	409.180	5	506	411.969	5	553	414.211	6
460	409.260	7	507	412.011	4	554	414.249	6
461	409.286	7	508	412.049	6	555	414.274	6
462	409.468	4	509	412.159	7	556	414.326	4
463	409.519	6	510	412.207	6	557	414.371	7
464	409.561	4	511	412.243	3	558	414.414	9

Nr.	W. L.	Int.	Nr.	W. L.	Int.	Nr.	W. L.	Int.
559	414.545	4	606	416.953	1	653	419.511	5
560	414.577	1	607	416.995	5	654	419.561	5
561	414.603	4	608	417.043	4	655	419.584	5
562	414.632	5	609	417.082	1	656	419.646	5
563	414.725	5	610	417.121	8	657	419.687	5
564	414.760	5	611	417.196	5	658	419.735	5
565	414.793	7	612	417.226	6	659	419.798	1
566	414.842	1	613	417.288	8	660	419.846	9
567	414.875	1	614	417.366	7	661	419.889	6
568	414.909	3	615	417.420	6	662	419.933	7
569	414.956	7	616	417.464	4	663	420.021	6
570	415.005	5	617	417.510	6	664	420.098	6
571	415.056	6	618	417.546	4	665	420.195	5
572	415.124	5	619	417.585	6	666	420.227	9
573	415.236	8	620	417.620	4	667	420.259	1
574	415.306	3	621	417.680	6	668	420.303	5
575	415.365	5	622	417.726	4	669	420.338	5
576	415.415	7	623	417.807	7	670	420.379	6
577	415.474	6	624	417.825	5	671	420.421	7
578	415.505	6	625	417.870	4	672	420.496	5
579	415.576	3	626	417.910	6	673	420.532	6
580	415.617	4	627	417.957	7	674	420.573	6
581	415.657	6	628	418.061	5	675	420.618	1
582	415.702	7	629	418.103	6	676	420.651	1
583	415.748	4	630	418.200	8	677	420.690	7
584	415.803	7	631	418.258	6	678	420.738	5
585	415.831	3	632	418.300	5	679	420.770	4
586	415.866	5	633	418.363	6	680	420.807	2
587	415.904	7	634	418.420	6	681	420.844	1
588	415.943	7	635	418.456	5	682	420.883	6
589	416.060	5	636	418.512	7	683	420.924	5
590	416.139	6	637	418.576	3	684	420.970	5
591	416.175	6	638	418.636	4	685	421.003	5
592	416.208	3	639	418.683	5	686	421.059	8
593	416.281	5	640	418.731	8	687	421.119	6
594	416.329	1	641	418.802	9	688	421.157	3
595	416.388	6	642	418.901	5	689	421.211	6
596	416.454	5	643	418.927	5	690	421.252	3
597	416.497	4	644	418.982	5	691	421.288	6
598	416.535	4	645	419.042	4	692	421.341	3
599	416.571	6	646	419.100	5	693	421.385	6
600	416.638	4	647	419.165	7	694	421.417	4
601	416.703	4	648	419.191	4	695	421.465	2
602	416.753	7	649	419.234	5	696	421.526	1
603	416.816	6	650	419.283	5	697	421.574	9
604	416.884	5	651	419.400	5	698	421.645	6
605	416.920	5	652	419.447	1	699	421.686	4

Nr.	W. L.	Int.	Nr.	W. L.	Int.	Nr.	W. L.	Int.
700	421.744	6	747	424.103	5	794	426.353	5
701	421.780	6	748	424.141	5	795	426.398	4
702	421.854	5	749	424.178	1	796	426.431	1
703	421.897	5	750	424.265	5	797	426.463	5
704	421.959	8	751	424.298	5	798	426.513	5
705	422.028	4	752	424.367	7	799	426.565	5
706	422.059	5	753	424.413	4	800	426.597	3
707	422.174	5	754	424.465	3	801	426.632	5
708	422.245	7	755	424.559	7	802	426.703	1
709	422.292	1	756	424.595	1	803	426.735	5
710	422.336	5	757	424.636	6	804	426.777	4
711	422.380	6	758	424.674	1	805	426.814	6
712	422.443	5	759	424.714	7	806	426.851	4
713	422.476	5	760	424.772	8	807	426.912	5
714	422.512	5	761	424.860	6	808	427.019	5
715	422.569	6	762	424.916	5	809	427.059	4
716	422.625	5	763	424.991	7	810	427.154	8
717	422.665	6	764	425.045	8	811	427.217	9
718	422.700	10	765	425.113	9	812	427.256	4
719	422.767	7	766	425.167	3	813	427.287	3
720	422.817	4	767	425.208	1	814	427.330	3
721	422.858	1	768	425.264	3	815	427.378	6
722	422.900	4	769	425.305	4	816	427.425	6
723	422.936	1	770	425.352	3	817	427.462	3
724	422.972	5	771	425.422	5	818	427.503	5
725	423.009	6	772	425.468	9	819	427.521	7
726	423.082	4	773	425.528	5	820	427.591	6
727	423.129	6	774	425.562	3	821	427.649	3
728	423.191	5	775	425.592	5	822	427.680	3
729	423.225	4	776	425.621	5	823	427.710	4
730	423.267	1	777	425.655	5	824	427.744	4
731	423.307	4	778	425.719	4	825	427.770	4
732	423.345	6	779	425.758	1	826	427.802	5
733	423.387	7	780	425.801	5	827	427.866	5
734	423.488	1	781	425.860	5	828	427.930	3
735	423.550	6	782	425.900	5	829	427.950	3
736	423.621	9	783	425.940	3	830	427.994	4
737	423.655	4	784	425.965	3	831	428.020	5
738	423.711	4	785	426.004	1	832	428.047	5
739	423.745	7	786	426.044	6	833	428.087	5
740	423.791	3	787	426.084	9	834	428.142	5
741	423.832	6	788	426.119	1	835	428.188	1
742	423.869	4	789	426.159	5	836	428.244	3
743	423.910	7	790	426.198	5	837	428.287	5
744	423.968	5	791	426.233	5	838	428.322	3
745	424.011	7	792	426.270	1	839	428.347	5
746	424.068	6	793	426.309	4	840	428.467	5

Nr.	W. L.	Int.	Nr.	W. L.	Int.	Nr.	W. L.	Int.
841	428.524	5	888	430.314	6	935	432.091	1
842	428.546	5	889	430.341	3	936	432.123	5
843	428.592	6	890	430.364	4	937	432.140	4
844	428.631	6	891	430.401	3	938	432.220	4
845	428.652	6	892	430.432	6	939	432.256	1
846	428.699	5	893	430.483	5	940	432.296	1
847	428.744	5	894	430.505	5	941	432.347	4
848	428.792	3	895	430.541	1	942	432.374	4
849	428.842	5	896	430.571	6	943	432.402	3
850	428.863	5	897	430.591	6	944	432.432	5
851	428.920	3	898	430.643	5	945	432.458	3
852	428.954	4	899	430.671	3	946	432.483	3
853	428.987	5	900	430.727	6	947	432.517	1
854	429.024	6	901	430.783	3	948	432.543	7
855	429.049	1	902	430.816	8	949	432.577	1
856	429.077	5	903	430.840	8	950	432.622	10
857	429.145	6	904	430.886	6	951	432.676	3
858	429.165	5	905	430.955	6	952	432.720	5
859	429.202	5	906	430.990	5	953	432.751	6
860	429.231	1	907	431.020	5	954	432.789	3
861	429.261	6	908	431.042	3	955	432.811	1
862	429.284	1	909	431.066	5	956	432.834	7
863	429.360	6	910	431.098	4	957	432.867	3
864	429.400	1	911	431.125	3	958	432.902	3
865	429.433	1	912	431.147	3	959	432.934	1
866	429.464	6	913	431.170	3	960	432.975	5
867	429.528	3	914	431.200	6	961	433.008	1
868	429.566	5	915	431.224	1	962	433.038	4
869	429.633	4	916	431.264	6	963	433.068	4
870	429.671	3	917	431.310	4	964	433.115	4
871	429.718	5	918	431.338	6	965	433.133	4
872	429.751	5	919	431.410	6	966	433.144	4
873	429.778	5	920	431.462	7	967	433.158	3
874	429.805	3	921	431.482	7	968	433.199	5
875	429.828	3	922	431.508	1	969	433.233	1
876	429.858	5	923	431.532	5	970	433.272	1
877	429.926	6	924	431.556	8	971	433.297	4
878	429.951	6	925	431.649	1	972	433.325	4
879	429.977	6	926	431.689	1	973	433.358	3
880	430.014	1	927	431.732	4	974	433.385	3
881	430.060	5	928	431.757	3	975	433.415	4
882	430.082	3	929	431.783	3	976	433.444	2
883	430.111	4	930	431.822	3	977	433.506	3
884	430.134	3	931	431.857	3	978	433.529	1
885	430.162	5	932	431.913	7	979	433.560	3
886	430.237	4	933	431.995	1	980	433.587	3
887	430.275	5	934	432.049	1	981	433.622	3

Nr.	W. L.	Int.	Nr.	W. L.	Int.	Nr.	W. L.	Int.
982	433.662	3	1029	435.351	1	1076	437.145	6
983	433.704	3	1030	435.388	3	1077	437.175	6
984	433.735	6	1031	435.426	1	1078	437.222	1
985	433.784	5	1032	435.462	3	1079	437.278	4
986	433.821	5	1033	435.495	4	1080	437.323	5
987	433.855	4	1034	435.546	5	1081	437.375	4
988	433.894	3	1035	435.578	3	1082	437.401	5
989	433.908	3	1036	435.609	4	1083	437.430	3
990	433.943	1	1037	435.637	4	1084	437.464	6
991	433.972	5	1038	435.671	4	1085	437.492	6
992	433.999	5	1039	435.701	4	1086	437.534	6
993	434.028	3	1040	435.735	3	1087	437.569	4
994	434.071	9	1041	435.772	3	1088	437.603	4
995	434.119	1	1042	435.791	4	1089	437.638	6
996	434.158	5	1043	435.825	4	1090	437.676	1
997	434.201	1	1044	435.854	4	1091	437.723	4
998	434.247	1	1045	435.891	6	1092	437.769	5
999	434.282	1	1046	435.911	5	1093	437.821	4
1000	434.349	5	1047	435.926	4	1094	437.869	5
1001	434.375	1	1048	435.953	3	1095	437.901	3
1002	434.396	4	1049	435.974	1	1096	437.934	4
1003	434.426	3	1050	436.001	7	1097	437.968	6
1004	434.458	5	1051	436.078	5	1098	437.997	1
1005	434.479	5	1052	436.121	5	1099	438.020	3
1006	434.517	3	1053	436.173	4	1100	438.049	4
1007	434.549	1	1054	436.197	1	1101	438.085	3
1008	434.581	1	1055	436.224	1	1102	438.118	5
1009	434.613	2	1056	436.253	5	1103	438.152	3
1010	434.655	3	1057	436.296	4	1104	438.236	3
1011	434.688	4	1058	436.321	3	1105	438.293	3
1012	434.720	3	1059	436.363	5	1106	438.316	6
1013	434.752	4	1060	436.402	4	1107	438.347	4
1014	434.787	4	1061	436.456	6	1108	438.375	5
1015	434.818	5	1062	436.509	3	1109	438.396	8
1016	434.865	4	1063	436.532	1	1110	438.421	6
1017	434.930	5	1064	436.567	1	1111	438.463	4
1018	435.052	3	1065	436.594	4	1112	438.512	6
1019	435.080	3	1066	436.634	5	1113	438.550	6
1020	435.096	1	1067	436.700	6	1114	438.576	6
1021	435.116	3	1068	436.805	7	1115	438.646	4
1022	435.137	4	1069	436.836	5	1116	438.691	1
1023	435.166	1	1070	436.870	3	1117	438.724	5
1024	435.190	3	1071	436.907	4	1118	438.743	5
1025	435.223	7	1072	436.933	3	1119	438.786	5
1026	435.250	1	1073	436.988	4	1120	438.829	5
1027	435.275	1	1074	437.022	6	1121	438.880	6
1028	435.312	6	1075	437.063	3	1122	438.921	4

Nr.	W. L.	Int.	Nr.	W. L.	Int.	Nr.	W. L.	Int.
1123	438.961	5	1170	441.067	4	1217	443.599	6
1124	439.001	4	1171	441.121	5	1218	443.662	5
1125	439.032	5	1172	441.203	4	1219	443.729	5
1126	439.088	5	1173	441.235	4	1220	443.803	4
1127	439.134	6	1174	441.366	4	1221	443.869	4
1128	439.208	5	1175	441.393	1	1222	443.947	3
1129	439.247	4	1176	441.420	3	1223	444.022	4
1130	439.292	4	1177	441.456	3	1224	444.076	4
1131	439.330	4	1178	441.510	8	1225	444.132	4
1132	439.382	4	1179	441.559	6	1226	444.207	5
1133	439.440	5	1180	441.615	3	1227	444.270	6
1134	439.509	3	1181	441.648	4	1228	444.320	4
1135	439.533	7	1182	441.687	5	1229	444.357	5
1136	439.558	5	1183	441.734	4	1230	444.418	6
1137	439.584	4	1184	441.779	6	1231	444.455	4
1138	439.616	5	1185	441.843	5	1232	444.494	4
1139	439.661	4	1186	441.911	1	1233	444.585	4
1140	439.727	4	1187	441.982	1	1234	444.678	1
1141	439.758	4	1188	442.033	3	1235	444.721	5
1142	439.808	1	1189	442.075	1	1236	444.751	5
1143	439.830	4	1190	442.139	1	1237	444.812	6
1144	439.862	1	1191	442.170	3	1238	444.860	1
1145	439.895	4	1192	442.208	4	1239	444.951	5
1146	440.000	6	1193	442.269	6	1240	444.981	1
1147	440.040	3	1194	442.332	5	1241	445.005	1
1148	440.069	6	1195	442.398	5	1242	445.030	3
1149	440.120	4	1196	442.442	5	1243	445.081	6
1150	440.168	6	1197	442.481	3	1244	445.125	5
1151	440.257	1	1198	442.563	7	1245	445.196	5
1152	440.307	1	1199	442.621	4	1246	445.242	4
1153	440.339	5	1200	442.670	4	1247	445.296	4
1154	440.370	4	1201	442.699	4	1248	445.335	5
1155	440.420	4	1202	442.746	7	1249	445.371	4
1156	440.454	5	1203	442.809	3	1250	445.410	4
1157	440.499	8	1204	442.881	5	1251	445.476	5
1158	440.559	1	1205	442.949	4	1252	445.516	6
1159	440.590	3	1206	443.030	6	1253	445.569	5
1160	440.630	3	1207	443.089	6	1254	445.624	6
1161	440.681	6	1208	443.134	1	1255	445.669	4
1162	440.716	1	1209	443.167	4	1256	445.699	5
1163	440.746	4	1210	443.207	4	1257	445.741	4
1164	440.785	6	1211	443.242	4	1258	445.787	6
1165	440.837	4	1212	443.286	5	1259	445.853	5
1166	440.864	6	1213	443.353	6	1260	445.894	4
1167	440.932	4	1214	443.411	5	1261	445.945	6
1168	440.965	4	1215	443.472	4	1262	445.970	3
1169	441.021	4	1216	443.533	8	1263	446.012	4

Nr.	W. L.	Int.	Nr.	W. L.	Int.	Nr.	W. L.	Int.
1264	446.066	5	1311	448.447	5	1358	451.144	3
1265	446.149	5	1312	448.539	1	1359	451.218	4
1266	446.198	5	1313	448.592	5	1360	451.250	3
1267	446.237	5	1314	448.718	3	1361	451.301	5
1268	446.278	4	1315	448.763	1	1362	451.373	3
1269	446.375	4	1316	448.795	3	1363	451.404	3
1270	446.430	1	1317	448.847	5	1364	451.460	5
1271	446.477	5	1318	448.914	3	1365	451.563	5
1272	446.508	5	1319	448.937	5	1366	451.611	1
1273	446.556	3	1320	448.995	5	1367	451.654	3
1274	446.613	4	1321	449.035	5	1368	451.698	3
1275	446.650	3	1322	449.102	5	1369	451.742	3
1276	446.684	6	1323	449.163	5	1370	451.783	5
1277	446.724	5	1324	449.250	4	1371	451.829	4
1278	446.773	1	1225	449.290	4	1372	451.867	3
1279	446.819	3	1326	449.373	4	1373	451.895	1
1280	446.879	6	1327	449.425	4	1374	451.956	1
1281	446.964	6	1328	449.477	6	1375	451.991	1
1282	446.998	1	1329	449.569	4	1376	452.050	5
1283	447.036	4	1330	449.627	5	1377	452.088	1
1284	447.073	5	1331	449.670	1	1378	452.146	3
1285	447.114	4	1332	449.713	5	1379	452.221	3
1286	447.151	4	1333	449.791	4	1380	452.296	6
1287	447.193	3	1334	449.852	3	1381	452.365	4
1288	447.305	6	1335	449.908	5	1382	452.417	1
1289	447.397	1	1336	449.935	4	1383	452.456	1
1290	447.496	3	1337	449.991	1	1384	452.497	1
1291	447.552	3	1338	450.051	4	1385	452.542	5
1292	447.627	6	1339	450.096	1	1386	452.618	3
1293	447.671	1	1340	450.150	6	1387	452.675	6
1294	447.726	1	1341	450.199	3	1388	452.721	5
1295	447.769	1	1342	450.248	4	1389	452.763	5
1296	447.812	3	1343	450.286	3	1390	452.820	3
1297	447.853	1	1344	450.345	1	1391	452.894	7
1298	447.883	1	1345	450.400	3	1392	452.986	5
1299	447.914	1	1346	450.507	5	1393	453.058	1
1300	447.952	1	1347	450.559	1	1394	453.103	5
1301	447.981	5	1348	450.598	1	1395	453.140	5
1302	448.030	5	1349	450.654	1	1396	453.193	4
1303	448.090	3	1350	450.701	3	1397	453.243	1
1304	448.141	5	1351	450.751	3	1398	453.274	1
1305	448.177	4	1352	450.805	3	1399	453.347	5
1306	448.237	7	1353	450.853	5	1400	453.429	5
1307	448.299	5	1354	450.903	3	1401	453.508	4
1308	448.343	1	1355	450.952	3	1402	453.546	4
1309	448.372	1	1356	450.998	4	1403	453.590	6
1310	448.396	3	1357	451.102	3	1404	453.627	6

Nr.	W. L.	Int.	Nr.	W. L.	Int.	Nr.	W. L.	Int.
1405	453.681	3	1452	456.720	5	1499	459.348	1
1406	453.751	1	1453	456.861	4	1500	459.382	4
1407	453.807	1	1454	456.910	5	1501	459.447	4
1408	453.835	1	1455	456.989	4	1502	459.491	1
1409	453.907	4	1456	457.031	1	1503	459.525	3
1410	454.006	4	1457	457.072	1	1504	459.571	5
1411	454.090	5	1458	457.142	6	1505	459.593	3
1412	454.132	1	1459	457.171	1	1506	459.638	5
1413	454.183	4	1460	457.200	3	1507	459.677	4
1414	454.231	1	1461	457.231	7	1508	459.725	4
1415	454.280	4	1462	457.316	4	1509	459.765	4
1416	454.333	3	1463	457.365	1	1510	459.815	5
1417	454.363	3	1464	457.407	1	1511	459.848	5
1418	454.424	4	1465	457.452	4	1512	459.875	1
1419	454.495	5	1466	457.507	5	1513	459.909	1
1420	454.555	4	1467	457.543	1	1514	459.957	1
1421	454.626	5	1468	457.579	3	1515	460.017	4
1422	454.684	1	1469	457.609	3	1516	460.045	1
1423	454.728	5	1470	457.666	5	1517	460.069	4
1424	454.758	1	1471	457.749	4	1518	460.111	5
1425	454.816	5	1472	457.792	1	1519	460.135	3
1426	454.908	4	1473	457.829	1	1520	460.173	1
1427	454.990	6	1474	457.890	5	1521	460.235	5
1428	455.107	4	1475	457.934	1	1522	460.330	6
1429	455.156	3	1476	457.967	3	1523	460.370	3
1430	455.198	3	1477	458.005	1	1524	460.427	4
1431	455.281	5	1478	458.038	5	1525	460.463	1
1432	455.345	1	1479	458.087	5	1526	460.490	4
1433	455.381	1	1480	458.182	8	1527	460.534	5
1434	455.434	6	1481	458.267	3	1528	460.591	4
1435	455.485	3	1482	458.317	5	1529	460.659	4
1436	455.531	4	1483	458.373	4	1530	460.767	4
1437	455.576	4	1484	458.417	6	1531	460.802	5
1438	455.633	5	1485	458.511	5	1532	460.846	1
1439	455.720	3	1486	458.564	3	1533	460.904	1
1440	455.759	3	1487	458.622	6	1535	460.962	1
1441	455.836	3	1488	458.665	5	1534	461.023	3
1442	455.896	4	1489	458.745	5	1536	461.054	1
1443	456.038	4	1490	458.804	3	1537	461.160	6
1444	456.110	3	1491	458.856	5	1538	461.201	1
1445	456.171	3	1492	458.904	3	1539	461.238	1
1446	456.262	3	1493	458.957	1	1540	461.296	1
1447	456.344	3	1494	459.031	5	1541	461.363	6
1448	456.407	5	1495	459.110	4	1542	461.427	4
1449	456.504	4	1496	459.178	6	1543	461.453	4
1450	456.587	6	1497	459.240	4	1544	461.494	1
1451	456.682	5	1498	459.295	7	1545	461.592	4

Nr.	W. L.	Int.	Nr.	W. L.	Int.	Nr.	W. L.	Int.
1546	461.649	5	1593	464.062	4	1640	466.496	5
1547	461.697	4	1594	464.121	1	1641	466.537	1
1548	461.763	5	1595	464.153	4	1642	466.578	1
1549	461.824	1	1596	464.241	1	1643	466.608	5
1550	461.914	6	1597	464.292	1	1644	466.633	5
1551	461.966	5	1598	464.376	5	1645	466.679	4
1552	461.995	3	1599	464.414	1	1646	466.758	6
1553	462.086	5	1600	464.473	3	1647	466.782	1
1554	462.227	5	1601	464.544	3	1648	466.820	5
1555	462.279	4	1602	464.579	1	1649	466.864	4
1556	462.311	1	1603	464.611	1	1650	466.928	5
1557	462.344	5	1604	464.647	5	1651	467.015	4
1558	462.393	3	1605	464.696	4	1652	467.043	5
1559	462.439	1	1606	464.770	5	1653	467.145	4
1560	462.482	1	1607	464.825	4	1654	467.177	1
1561	462.540	6	1608	464.894	5.	1655	467.239	5
1562	462.621	1	1609	464.922	1	1656	467.286	4
1563	462.652	6	1610	464.976	4	1657	467.326	5
1564	462.689	3	1611	465.002	3	1658	467.418	4
1565	462.779	4	1612	465.030	3	1659	467.475	4
1666	462.850	3	1613	465.059	1	1660	467.518	4
1567	462.877	1	1614	465.155	5	1661	467.566	3
1568	462.914	1	1615	465.244	5	1662	467.640	1
1569	462.968	6	1616	465.364	3	1663	467.771	3
1570	463.045	5	1617	465.437	1	1664	467.828	5
1571	463.089	3	1618	465.482	7	1665	467.898	5
1572	463.129	1	1619	465.544	1	1666	467.937	4
1573	463.150	1	1620	465.594	4	1667	468.032	5
1574	463.180	3	1621	465.637	4	1668	468.063	5
1575	463.244	3	1622	465.672	4	1669	468.106	4
1576	463.322	6	1623	465.718	3	1670	468.160	4
1577	463.358	1	1624	465.741	4	1671	468.208	5
1578	463.409	4	1625	465.782	4	1672	468.246	5
1579	463.442	4	1626	465.852	3	1673	468.276	4
1580	463.504	4	1627	465.903	1	1674	468.376	5
1581	463.564	3	1628	465.965	1	1675	468.412	3
1582	463.619	4	1629	466.016	1	1676	468.446	3
1583	463.665	3	1630	466.061	3	1677	468.479	3
1584	463.706	1	1631	466.110	3	1678	468.545	4
1585	463.749	3	1632	466.171	4	1679	468.642	5
1586	463.783	6	1633	466.216	4	1680	468.756	4
1587	463.832	5	1634	466.268	1	1681	468.839	4
1588	463.885	1	1635	466.299	1	1682	468.868	3
1589	463.924	1	1636	466.349	5	1683	468.964	5
1590	463.966	4	1637	466.396	5	1684	469.037	5
1591	463.994	4	1638	466.434	1	1685	469.068	1
1592	464.026	4	1639	466.455	1	1686	469.167	6

Nr.	W. L.	Int.	Nr.	W. L.	Int.	Nr.	W. L.	Int.
1687	469.291	4	1734	472.051	1	1781	474.517	3
1688	469.346	4	1735	472.093	1	1782	474.554	1
1689	469.389	4	1736	472.137	5	1783	474.616	5
1690	469.425	4	1737	472.179	1	1784	474.659	3
1691	469.514	4	1738	472.209	1	1785	474.734	1
1692	469.541	4	1739	472.254	5	1786	474.768	1
1693	469.580	1	1740	472.300	4	1787	474.845	5
1694	469.615	1	1741	472.347	4	1788	474.903	1
1695	469.656	3	1742	472.478	4	1789	474.956	1
1696	469.732	4	1743	472.534	1	1790	474.998	4
1697	469.771	3	1744	472.581	1	1791	475.029	4
1698	469.878	6	1745	472.645	4	1792	475.147	4
1699	469.904	6	1746	472.748	3	1793	475.205	1
1700	469.967	5	1747	472.778	6	1794	475.242	4
1701	470.048	5	1748	472.825	3	1795	475.277	5
1702	470.092	1	1749	472.858	3	1796	475.319	1
1703	470.136	5	1750	472.890	5	1797	475.351	1
1704	470.179	5	1751	472.941	5	1798	475.440	6
1705	470.220	1	1752	473.002	4	1799	475.510	5
1706	470.258	1	1753	473.040	4	1800	475.559	3
1707	470.331	7	1754	473.078	1	1801	475.605	4
1708	470.417	4	1755	473.105	4	1802	475.645	4
1709	470.479	3	1756	473.139	4	1803	475.685	5
1710	470.530	5	1757	473.181	5	1804	475.738	1
1711	470.583	4	1758	473.217	4	1805	475.791	4
1712	470.628	1	1759	473.278	4	1806	475.844	4
1713	470.694	3	1760	473.390	5	1807	475.911	1
1714	470.769	6	1761	473.438	4	1808	475.959	4
1715	470.838	5	1762	473.616	5	1809	476.021	1
1716	470.901	4	1763	473.711	6	1810	476.145	3
1717	470.941	5	1764	473.772	4	1811	476.184	5
1718	471.009	4	1765	473.805	4	1812	476.230	1
1719	471.062	5	1766	473.862	1	1813	476.273	6
1720	471.183	4	1767	473.948	5	1814	476.306	5
1721	471.246	4	1768	473.991	3	1815	476.354	1
1722	471.302	3	1769	474.039	1	1816	476.382	1
1723	471.351	3	1770	474.069	5	1817	476.426	5
1724	471.445	4	1771	474.135	5	1818	476.480	4
1725	471.480	6	1772	474.184	5	1819	476.582	5
1726	471.518	1	1773	474.236	1	1820	476.621	5
1727	471.542	1	1774	474.255	1	1821	476.674	5
1728	471.615	5	1775	474.279	1	1822	476.718	4
1729	471.800	4	1776	474.321	4	1823	476.766	1
1730	471.835	1	1777	474.356	1	1824	476.825	1
1731	471.879	5	1778	474.386	1	1825	476.870	5
1732	471.991	3	1779	474.423	1	1826	476.910	3
1733	472.017	1	1780	474.475	5	1827	476.954	1

Nr.	W. L.	Int.	Nr.	W. L.	Int.	Nr.	W. L.	Int.
1828	477.020	3	1875	479.965	4	1922	483.152	5
1829	477.075	1	1876	480.008	5	1923	483.204	2
1830	477.144	1	1877	480.085	5	1924	483.276	1
1831	477.195	5	1878	480.126	5	1925	483.317	5
1832	477.264	1	1879	480.188	1	1926	483.372	1
1833	477.317	5	1880	480.273	2	1927	483.438	1
1834	477.367	3	1881	480.312	5	1928	483.496	4
1835	477.427	1	1882	480.375	1	1929	483.566	1
1836	477.488	1	1883	480.432	1	1930	483.631	4
1837	477.553	1	1884	480.489	3	1931	483.665	4
1838	477.638	4	1885	480.543	6	1932	483.729	3
1839	477.673	5	1886	480.583	3	1933	483.793	1
1840	477.731	1	1887	480.663	3	1934	483.850	2
1841	477.802	1	1888	480.734	5	1935	483.897	5
1842	477.861	3	1889	480.802	5	1936	483.994	4
1843	477.901	1	1890	480.849	3	1937	484.023	1
1844	477.926	1	1891	480.898	5	1938	484.062	5
1845	477.980	4	1892	480.955	3	1939	484.120	5
1846	478.034	5	1893	481.021	3	1940	484.212	4
1847	478.081	1	1894	481.081	5	1941	484.308	4
1848	478.116	1	1895	481.133	2	1942	484.348	5
1849	478.190	3	1896	481.167	2	1943	484.381	2
1850	478.245	3	1897	481.216	3	1944	484.435	4
1851	478.336	3	1898	181.256	4	1945	484.482	2
1852	478.377	6	1899	481.321	3	1946	484.567	2
1853	478.430	4	1900	481.368	4	• 1947	484.611	5
1854	478.560	1	1901	481.466	3	1948	484.695	3
1855	478.617	3	1902	481.546	3	1949	484.787	4
1856	478.698	6	1903	481.615	3	1950	484.877	5
1857	478.763	1	1904	481.683	1	1951	484.947	4
1858	478.818	4	1905	481.772	1	1952	485.014	3
1859	478.910	5	1906	481.818	5	1953	485.193	4
1860	478.971	5	1907	481.956	3	1954	485.239	2
1861	479.002	5	1908	482.079	4	1955	485.296	4
1862	479.064	1	1909	482.148	4	1956	485.357	1
1863	479.151	4	1910	482.173	1	1957	485.413	3
1864	479.278	5	1911	482.290	3	1958	485.511	4
1865	479.321	4	1912	482.380	5	1959	485.555	5
1866	479.380	1	1913	482.441	5	1960	485.579	3
1867	479.424	1	1914	482.483	1	1961	485.626	4
1868	479.473	3	1915	482.519	2	1962	485.711	2
1869	479.511	1	1916	482.566	4	1963	485.764	4
1870	479.652	3	1917	482.713	2	1964	485.841	3
1871	479.725	1	1918	482.780	3	1965	485.930	3
1872	479.806	1	1919	482.916	5	1966	486.001	6
1873	479.858	4	1920	482.961	5	1967	486.051	2
1874	479.896	4	1921	483.072	2	1968	486.160	10

Nr.	W. L.	Int.	Nr.	W. L.	Int.	Nr.	W. L.	Int.
1969	486.217	3	2016	489.701	4	2063	493.367	5
1970	486.296	3	2017	489.791	2	2064	493.440	6
1971	486.416	4	2018	489.898	2	2065	493.525	1
1972	486.470	3	2019	490.045	4	2066	493.608	4
1973	486.489	4	2020	490.130	3	2067	493.650	3
1974	486.531	3	2021	490.244	2	2068	493.734	2
1975	486.612	4	2022	490.359	6	2069	493.750	4
1976	486.677	5	2023	490.460	5	2070	493.831	4
1977	486.795	2	2024	490.533	3	2071	493.893	4
1978	486.834	5	2025	490.688	1	2072	493.943	4
1979	486.876	4	2026	490.797	4	2073	493.980	4
1980	486.936	1	2027	490.827	3	2074	494.275	5
1981	486.987	4	2028	490.981	4	2075	494.470	1
1982	487.051	4	2029	491.058	4	2076	494.599	4
1983	487.117	5	2030	491.092	4	2077	494.643	3
1984	487.167	7	2031	491.115	4	2078	494.674	4
1985	487.245	7	2032	491.174	4	2079	494.798	2
1986	487.367	4	2033	491.198	3	2080	494.851	1
1987	487.399	1	2034	491.238	3	2081	495.041	4
1988	487.421	3	2035	491.297	2	2082	495.249	3
1989	487.459	2	2036	491.355	2	2083	495.281	4
1990	487.515	4	2037	491.408	3	2084	495.336	3
1991	487.568	4	2038	491.440	3	2085	495.483	3
1992	487.612	4	2039	491.486	1	2086	495.753	6
1993	487.667	5	2040	491.554	2	2087	495.790	6
1994	487.790	3	2041	491.673	1	2088	495.850	1
1995	487.849	8	2042	491.759	5	2089	495.956	3
1996	488.137	2	2643	491.827	3	2090	496.146	3
1997	488.195	5	2044	491.867	3	2091	496.237	3
1998	488.247	5	2045	491.897	3	2092	496.302	4
1999	488.398	5	2046	491.922	7	2093	496.450	3
2000	488.433	1	2047	491.999	3	2094	496.532	3
2001	488.485	3	2048	492.070	8	2095	496.637	5
2002	488.533	5	2049	492.113	3	2096	496.692	1
2003	488.568	5	2050	492.193	3	2097	496.773	1
2004	488.607	2	2051	492.240	4	2098	496.805	4
2005	488.659	5	2052	492.333	2	2099	496.869	3
2006	488.690	3	2053	492.425	6	2100	497.006	4
2007	488.736	6	2054	492.519	4	2101	497.064	4
2008	488.800	2	2055	492.603	3	2102	497.147	4
2009	488.887	6	2056	492.739	1	2103	497.341	5
2010	488.932	6	2057	492.793	3	2104	497.471	3
2011	489.106	7	2058	492.840	4	2105	497.581	3
2012	489.183	7	2059	492.876	3	2106	497.677	3
2013	489.312	4	2060	493.076	5	2107	497.812	3
2014	489.409	2	2061	493.123	3	2108	497.859	3
2015	489.492	1	2062	493.240	3	2109	497.909	4

Nr.	W. L.	Int.	Nr.	W. L.	Int.	Nr.	W. L.	Int.
2110	497.969	2	2157	501.552	1	2204	505.007	5
2111	498.002	2	2158	501.653	4	2205	505.090	1
2112	498.061	4	2159	501.683	3	2206	505.179	5
2113	498.177	1	2160	501.722	4	2207	505.237	3
2114	498.208	4	2161	501.792	5	2208	505.307	3
2115	498.282	4	2162	501.871	7	2209	505.377	1
2116	498.309	3	2163	501.950	1	2210	505.476	4
2117	498.345	4	2164	502.007	1	2211	505.611	3
2118	498.416	4	2165	502.030	4	2212	505.680	3
2119	498.479	2	2166	502.103	3	2213	505.744	3
2120	498.543	4	2167	502.184	4	2214	505.797	3
2121	498.574	4	2168	502.245	5	2215	506.011	4
2122	498.636	3	2169	502.304	4	2216	506.213	1
2123	498.699	3	2170	502.350	3	2217	506.365	2
2124	498.845	1	2171	502.428	2	2218	506.502	4
2125	498.929	4	2172	502.497	4	2219	506.540	6
2126	499.094	3	2173	502.577	4	2220	506.628	4
2127	499.155	4	2174	502.741	6	2221	506.674	1
2128	499.220	3	2175	502.805	4	2222	506.710	2
2129	499.301	1	2176	502.846	4	2223	506.750	4
2130	499.377	3	2177	503.016	4	2224	506.804	4
2131	499.412	3	2178	503.145	4	2225	506.862	1
2132	499.458	4	2179	503.239	3	2226	506.910	5
2133	499.589	1	2180	503.316	3	2227	506.965	1
2134	499.722	4	2181	503.397	1	2228	507.038	3
2135	499.846	4	2182	503.485	1	2229	507.179	3
2136	499.938	3	2183	503.579	4	2230	507.234	3
2137	499.973	4	2184	503.631	4	2231	507.294	3
2138	500.052	4	2185	503.675	3	2232	507.381	1
2139	500.122	4	2186	503.725	3	2233	507.503	5
2140	500.216	5	2187	503.764	3	2234	507.558	3
2141	500.312	4	2188	503.804	3	2235	507.664	5
2142	500.434	3	2189	503.867	3	2236	507.707	2
2143	500.612	5	2190	503.951	4	2237	507.796	2
2144	500.647	5	2191	504.019	4	2238	507.907	1
2145	500.754	5	2192	504.126	7	2239	507.977	4
2146	500.793	3	2193	504.169	1	2240	508.041	4
2147	500.876	3	2194	504.195	7	2241	508.111	4
2148	500.971	2	2195	504.243	4	2242	508.174	4
2149	501.016	3	2196	504.322	1	2243	508.216	1
2150	501.101	4	2197	504.377	1	2244	508.268	4
2151	501.219	6	2198	504.450	4	2245	508.338	1
2152	501.272	3	2199	504.556	3	2246	508.366	4
2153	501.346	4	2200	504.731	1	2247	508.413	1
2154	501.393	4	2201	504.832	4	2248	508.439	4
2155	501.451	6	2202	504.875	4	2249	508.490	1
2156	501.526	5	2203	504.913	4	2250	508.568	3

Nr.	W. L.	Int.	Nr.	W. L.	Int.	Nr.	W. L.	Int.
2251	508.652	2	2298	512.193	4	2345	515.286	3
2252	508.733	3	2299	512.242	3	2346	515.405	3
2253	508.771	3	2300	512.320	3	2347	515.477	3
2254	508.848	3	2301	512.364	3	2348	515.508	3
2255	508.879	3	2302	512.412	4	2349	515.587	3
2256	508.938	3	2303	512.431	1	2350	515.644	4
2257	509.059	1	2304	512.503	3	2351	515.718	3
2258	509.107	5	2305	512.550	5	2352	515.769	2
2259	509.158	1	2306	512.599	1	2353	515.837	3
2260	509.202	1	2307	512.642	4	2354	515.900	2
2261	509.263	2	2308	512.704	1	2355	515.946	4
2262	509.438	1	2309	512.755	4	2356	515.987	2
2263	509.476	3	2310	512.782	1	2357	516.057	2
2264	509.557	3	2311	512.821	2	2358	516.137	2
2265	509.642	1	2312	512.952	4	2359	516.207	3
2266	509.736	6	2313	512.992	3	2360	516.258	4
2267	509.779	4	2314	513.077	3	2361	516.487	3
2268	509.846	3	2315	513.198	4	2362	516.543	3
2269	509.893	6	2316	513.221	3	2363	516.586	4
2270	509.951	4	2317	513.305	3	2364	516.672	4
2271	510.013	4	2318	513.409	5	2365	516.787	7
2272	510.111	3	2319	513.493	3	2366	516.908	3
2273	510.187	1	2320	513.608	3	2367	516.933	5
2274	510.276	2	2321	513.650	3	2368	517.106	3
2275	510.325	4	2322	513.746	4	2369	517.189	5
2276	510.435	3	2323	513.776	4	2370	517.287	6
2277	510.475	3	2324	513.885	1	2371	517.383	4
2278	510.583	4	2325	513.963	5	2372	517.656	4
2279	510.683	3	2326	514.049	1	2373	517.723	3
2280	510.792	5	2327	514.107	1	2374	517.887	2
2281	510.881	2	2328	514.141	1	2375	518.029	3
2282	510.946	1	2329	514.195	4	2376	518.181	3
2283	511.003	4	2330	514.271	4	2377	518.393	6
2284	511.077	5	2331	514.309	5	2378	518.446	3
2285	511.109	3	2332	514.398	3	2379	518.484	3
2286	511.199	2	2333	514.487	3	2380	518.618	4
2287	511.258	1	2334	514.538	4	2381	518.816	4
2288	511.332	3	2335	514.578	3	2382	518.893	4
2289	511.369	3	2336	514.656	3	2383	519.152	5
2290	511.452	2	2337	514.693	4	2384	519.210	3
2291	511.552	4	2338	514.764	1	2385	519.245	5
2292	511.587	3	2339	514.808	3	2386	519.307	4
2293	511.692	3	2340	514.884	3	2387	519.515	4
2294	511.814	3	2341	514.980	1	2388	519.573	4
2295	511.939	3	2342	515.106	2	2389	519.646	4
2296	512.067	3	2343	515.166	4	2390	519.703	3
2297	512.170	1	2344	515.264	4	2391	519.778	2

Nr.	W. L.	Int.	Nr.	W. L.	Int.	Nr.	W. L.	Int.
2392	519.825	4	2439	523.438	1	2486	527.152	3
2393	519.855	3	2440	523.481	4	2487	527.264	3
2394	519.915	4	2441	523.560	5	2488	527.381	4
2395	520.070	3	2442	523.646	4	2489	527.568	4
2396	520.141	2	2443	523.771	5	2490	527.642	4
2397	520.272	5	2444	523.810	1	2491	528.068	4
2398	520.485	5	2445	523.915	3	2492	528.209	4
2399	520.613	3	2446	524.022	4	2493	528.267	3
2400	520.636	5	2447	524.081	2	2494	528.386	5
2401	520.689	2	2448	524.241	3	2495	528.426	3
2402	520.741	3	2449	524.296	5	2496	528.466	3
2403	520.874	6	2450	524.369	3	2497	528.533	3
2404	521.072	4	2451	524.424	4	2498	528.746	1
2405	521.117	3	2452	524.598	1	2499	528.883	4
2406	521.201	3	2453	524.737	4	2500	529.320	3
2407	521.273	3	2454	524.786	4	2501	529.384	3
2408	521.299	3	2455	524.827	1	2502	529.470	3
2409	521.369	1	2456	524.860	1	2503	529.599	3
2410	521.412	1	2457	524.933	4	2504	529.722	4
2411	521.465	3	2458	524.971	3	2505	529.791	4
2412	521.525	3	2459	525.044	4	2506	529.856	4
2413	521.577	5	2460	525.077	5	2507	529.876	4
2414	521.595	3	2461	525.207	4	2508	529.919	3
2415	521.688	5	2462	525.317	3	2509	530.051	3
2416	521.711	1	2463	525.368	5	2510	530.131	4
2417	521.793	5	2464	525.525	5	2511	530.260	4
2418	521.838	3	2465	525.547	3	2512	530.608	3
2419	521.873	3	2466	525.603	3	2513	530.759	4
2420	522.007	3	2467	525.754	3	2514	530.871	3
2421	522.059	3	2468	525.816	3	2515	531.361	3
2422	522.135	3	2469	525.957	3	2516	531.436	3
2423	522.198	3	2470	526.083	3	2517	531.573	3
2424	522.279	3	2471	526.114	1	2518	531.723	4
2425	522.344	3	2472	526.219	5	2519	532.039	3
2426	522.385	2	2473	526.267	5	2520	532.151	3
2427	522.457.	3	2474	526.367	5	2521	532.245	4
2428	522.514	4	2475	526.419	3	2522	532.439	4
2429	522.566	4	2476	526.452	5	2523	532.574	3
2430	522.672	4	2477	526.513	3	2524	532.621	3
2431	522.707	4	2478	526.542	3	2525	532.820	5
2432	522.747	5	2479	526.590	5	2526	532.861	5
2433	522.839	1	2480	526.625	4	2527	532.925	3
2434	522.857	4	2481	526.680	5	2528	533.007	3
2435	523.028	4	2482	526.755	3	2529	533.097	1
2436	523.049	1	2483	526.872	3	2530	533.168	3
2437	523.174	1	2484	526.980	5	2531	533.321	3
2438	523.324	5	2485	527.053	5	2532	533.396	1

Nr.	W. L.	Int.	Nr.	W. L.	Int.	Nr.	W. L.	Int.
2533	533.447	1	2561	536.439	1	2589	538.734	3
2534	533.508	3	2562	536.519	4	2590	538.787	3
2535	533.625	1	2563	536.567	4	2591	538.871	3
2536	533.701	4	2564	536.685	2	2592	538.976	4
2537	533.797	3	2565	536.771	4	2593	539.019	3
2538	533.853	2	2566	536.867	1	2594	339.077	4
2539	533.969	1	2567	536.988	3	2595	539.173	4
2540	534.034	5	2568	537.024	5	2596	539.263	3
2541	534.075	1	2569	537.175	6	2597	539.348	5
2542	534.144	5	2570	537.218	1	2598	539.502	4
2543	534.309	3	2571	537.322	1	2599	539.555	3
2544	534.382	4	2572	537.385	4	2600	539.668	2
2545	534.497	2	2573	537.425	1	2601	539.752	5
2546	534.608	4	2574	537.516	1	2602	539.795	3
2547	534.679	3	2575	537.631	1	2603	539.863	4
2548	534.783	1	2576	537.696	2	2604	539.910	1
2549	534.854	4	2577	537.775	4	2605	539.981	3
2550	534.968	4	2578	537.846	1	2606	540.090	4
2551	534.992	3	2579	537.907	1	2607	540.157	3
2552	535.116	2	2580	537.978	4	2608	540.223	3
2553	535.232	3	2581	538.049	3	2609	540.315	1
2554	535.373	4	2582	538.126	4	2610	540.419	3
2555	535.865	1	2583	538.216	1	2611	540.449	4
2556	535.960	1	2584	538.259	3	2612	540.488	1
2557	536.206	3	2585	538.376	5	2613	540.563	3
2558	536.257	1	2586	538.449	1	2614	540.602	5
2559	536.321	5	2587	538.609	1			
2560	536.381	1	2588	538.676	3			

2. Abtheilung.

Nr.	W. L.	Int.	Nr.	W. L.	Int.	Nr.	W. L.	Int.
	μμ			μμ			μμ	
1	540.663	1	45	544.275	2 v.	89	548.104	1
2	540.706	4	46	544.380	1 : v.	90	548.126	5
3	540.769	5 v.	47	544.482	1	91	548.169	3, 4 d.
4	540.866	2	48	544.532	7	92	548.232	2
5	540.948	5	49	544.686	5	93	548.289	1
6	541.008	8	50	544.716	10	94	548.346	4
7	541.120	7	51	544.864	2	95	548.370	4
8	541.146	3	52	545.108	2	96	548.423	1
9	541.305	3	53	545.231	3	97	548.490	1
10	541.345	1	54	545.320	3	98	548.532	1
11	541.401	2	55	545.339	2	99	548.603	1 v.
12	541.436	2	56	545.435	2	100	548.749	4
13	541.552	10	57	545.485	2	101	548.785	1
14	541.736	4	58	545.580	6, 6 d.	102	548.807	7
15	541.817	1	59	545.684	1 v.	103	548.856	1
16	541.841	1	60	545.761	1 v.	104	548.930	2 v.
17	541.909	5	61	545.838	1 v.	105	549.009	2
18	542.066	7 d. ?	62	545.953	1	106	549.045	2
19	542.133	2	63	546.081	2 v. d.?	107	549.102	2
20	542.149	3	64	546.113	2	108	549.216	2
21	542.217	1	65	546.191	3	109	549.264	1
22	542.242	1	66	546.278	4	110	549.317	1 :
23	542.312	1 v.	67	546.326	7	111	549.361	1
24	542.438	9	68	546.353	7	112	549.387	3
25	542.491	5	69	546.418	2	113	549.421	2
26	542.555	5	70	546.458	4	114	549.482	2
27	542.648	1 :	71	546.668	6	115	549.524	2
28	542.745	2 v.	72	546.729	4	116	549.614	1 :
29	542.810	1 :	73	546.845	3 d.? v.	117	549.688	2
30	542.938	1	74	546.962	1 v.	118	549.783	8
31	542.990	5	75	547.047	4	119	549.932	2
32	543.002	9	76	547.096	5	120	550.084	1 v. d.?
33	543.075	2	77	547.172	2	121	550.182	8
34	543.236	1	78	547.228	1 :	122	550.245	3
35	543.285	4	79	547.304	5	123	550.291	1
36	543.324	5	80	547.357	2	124	550.332	6
37	543.392	1	81	547.425	7	125	550.436	3
38	543.481	10	82	547.473	1	126	550.455	2
39	543.549	1	83	547.666	6	127	550.469	2
40	543.610	4	84	547.697	6	128	550.621	5
41	543.659	3	85	547.729	7	129	550.679	1
42	543.681	3	86	547.810	3 v. d.?	130	550.709	8
43	543.741	3 v.	87	547.877	5	131	550.881	2, 2 d.
44	544.163	3	88	547.976	1	132	550.976	1

Nr.	W. L.	Int.	Nr.	W. L.	Int.	Nr.	W. L.	Int.
	μμ			μμ			μμ	
133	551.031	6	179	554.613	2	225	558.081	1 v.
134	551.101	4 d.	180	554.671	5	226	558.154	1 v.d.?
135	551.213	1	181	554.717	4	227	558.226	8
136	551.261	4	182	554.855	1 v.	228	558.426	2, 2 d.
137	551.281	5	183	554.990	2	229	558.508	4
138	551.332	6	184	555.016	2	230	558.561	1
139	551.467	4	185	555.120	1	231	558.647	2
140	551.483	4	186	555.214	1	232	558.704	10
141	551.538	1	187	555.254	1	233	558.786	4
142	551.587	2	188	555.303	1	234	558.812	4
143	551.642	1	189	555.350	1	235	558.901	10
144	551.706	4	190	555.391	6	236	558.964	3
145	551.729	3	191	555.517	7	237	559.037	7
146	551.785	2	192	555.587	1 d.	238	559.111	1
147	551.840	1	193	555.648	1 :	239	559.157	1
148	551.990	5	194	555.736	2	240	559.219	1
149	552.083	1	195	555.777	1	241	559.248	7
150	552.152	2 v.	196	555.824	6	242	559.398	5
151	552.276	5	197	555.915	1 v.d.?	243	559.475	7
152	552.362	2 d.?	198	555.991	1 v.d.?	244	559.488	5
153	552.444	2,2 d.	199	556.052	6	245	559.612	1 v.d.?
154	552.541	2	200	556.145	2 d.	246	559.740	1
155	552.586	6	201	556.240	1	247	559.778	1
156	552.713	7	202	556.303	6	248	559.867	5, 6 d.
157	552.868	10	203	556.346	1	249	560.041	5, 5 d.
158	552.944	1 d.	204	556.391	8	250	560.154	8
159	553.068	1	205	556.500	1 v.	251	560.315	10
160	553.113	2 d.?	206	556.582	1	252	560.402	3
161	553.223	3	207	556.599	7	253	560.798	2
162	553.248	2	208	556.643	2	254	560.832	1
163	553.306	3,3 d.	209	556.709	1	255	560.925	2
164	553.382	1	210	556.768	6	256	561.042	1 d.
165	553.448	1	211	556.815	1	257	561.168	1
166	553.510	6	212	556.909	2 v.d.?	258	561.254	1
167	553.568	6,3 d.	213	556.987	9	259	561.324	2 v.
168	553.679	1	214	557.069	2 v.	260	561.464	2
169	553.804	5 d.?	215	557.248	1 :	261	561.504	4
170	553.874	5	216	557.314	8	262	561.559	6
171	553.947	3	217	557.333	5	263	561.585	10
172	554.012	1	218	557.390	1	264	561.739	5
173	554.086	2 v.d.?	219	557.639	8	265	561.817	1 d.
174	554.169	1	220	557.733	2	266	561.887	5
175	554.344	6	221	557.766	1	267	561.980	4
176	554.415	6	222	557.825	1 v. :	268	562.068	5
177	554.485	1	223	557.901	6	269	562.165	1
178	554.551	1 :	224	557.968	2	270	562.228	1

Nr.	W. L.	Int.	Nr.	W. L.	Int.	Nr.	W. L.	Int.
	μμ			μμ			μμ	
271	562.320	1 v. d.?	317	565.883	4	363	569.391	5
272	562.428	6	318	565.899	4	364	569.506	2
273	562.475	9	319	565.910	7	365	569.527	4
274	562.555	4	320	565.986	2	366	569.627	2 d.
275	562.588	3	321	566.018	1	367	569.698	1 :
276	562.783	4	322	566.093	3 v.	368	569.832	1
277	562.860	2	323	566.166	4	369	569.870	5 d.
278	562.883	2	324	566.238	2	370	569.971	1
279	563.161	1	325	566.284	8	371	570.051	4 d.
280	563.203	2	326	566.322	5	372	570.132	5
281	563.294	1	327	566.431	5	373	570.181	7
282	563.341	1	328	566.583	5	374	570.259	3
283	563.420	6	329	566.699	4	375	570.309	2
284	563.605	5	330	566.737	3	376	570.385	4 d.?
285	563.652	1	331	566.780	4	377	570.451	2
286	563.690	2	332	566.865	1	378	570.500	3
287	563.739	3	333	566.934	4	379	570.575	5
288	563.768	4	334	567.015	4 d.	380	570.632	8
289	563.858	7	335	567.115	4	381	570.706	3
290	563.917	2	336	567.193	2	382	570.732	4
291	563.959	1	337	567.215	2	383	570.840	4
292	564.056	3 v. d.?	338	567.310	1	384	570.869	6
293	564.126	5	339	567.576	7	385	570.975	7, 7 d.
294	564.168	6	340	567.679	1	386	571.023	3
295	564.215	2	341	567.803	2 v.	387	571.047	2
296	564.291	2	342	567.872	1	388	571.106	1 :
297	564.331	2	343	567.934	7	389	571.137	8
298	564.427	6 d.	344	568.041	2 d.	390	571.216	6
299	564.518	1 :	345	568.145	1	391	571.242	6
300	564.585	5	346	568.190	1 :	392	571.301	2
301	564.691	2	347	568.249	6	393	571.337	2
302	564.743	2	348	568.293	9	394	571.366	1
303	564.846	1	349	568.448	4	395	571.413	1
304	564.876	1	350	568.479	5	396	571.444	3
305	564.931	1 :	351	568.583	1 v.	397	571.536	6
306	564.994	3	352	568.654	3	398	571.613	3
307	565.023	4	353	568.685	6	399	571.671	1 :
308	565.093	4	354	568.773	1	400	571.727	2 v.
309	565.172	3	355	568.851	9	401	571.787	1
310	565.255	4	356	568.886	1 :	402	571.813	6
311	565.414	4	357	568.977	2 v.	403	571.930	2 v. d.?
312	565.478	2	358	569.069	6	404	572.003	2 v. d.?
313	565.543	5	359	569.127	1	405	572.076	1
314	565.576	5	360	569.178	5	406	572.119	2
315	565.649	1	361	569.269	1	407	572.211	2 d.
316	565.816	6	362	569.318	1	408	572.407	2 v. d.?

Nr.	W. L.	Int.	Nr.	W. L.	Int.	Nr.	W. L.	Int.
	μμ			μμ			μμ	
409	572.473	1	455	575.455	1	501	578.458	1
410	572.534	2 v.	456	575.490	8	502	578.493	4
411	572.605	1	457	575.540	2	503	578.526	4
412	572.646	1 :	458	575.626	1	504	578.557	5
413	572.713	1	459	575.705	4	505	578.603	4
414	572.736	6	460	575.750	1	506	578.629	3
415	572.798	3	461	575.784	2 v.	507	578.731	2 d.?
416	572.868	1	462	575.859	1	508	578.823	6
417	572.922	2 v.	463	575.906	2 d.?	509	578.876	1
418	573.010	5 d.	464	575.951	1	510	578.909	1
419	573.061	1	465	575.979	2	511	578.929	4
420	573.118	2	466	576.059	4	512	578.949	1
421	573.155	1	467	576.104	5	513	579.028	2 d.
422	573.207	6	468	576.124	2	514	579.098	1
423	573.259	3	469	576.190	2 v.	515	579.130	8
424	573.320	1 :	470	576.262	5	516	579.205	1 v.
425	573.410	2 d.?	471	576.323	9	517	579.339	6
426	573.484	2 v.	472	576.371	1	518	579.421	5
427	573.549	1 :	473	576.463	1	519	579.547	1 v.
428	573.600	2 d.?	474	576.521	2 d.?	520	579.662	2 d.
429	573.671	1 :	475	576.661	2 d.?	521	579.815	5
430	573.733	2	476	576.729	2 d.?	522	579.847	5
431	573.795	2	477	576.864	1	523	579.958	1 :
432	573.851	2 v.d.?	478	576.956	2 d.?	524	580.078	1
433	573.942	1	479	577.043	2	525	580.162	2
434	573.972	1	480	577.185	1	526	580.213	1
435	574.018	2 v.	481	577.241	7	527	580.296	1
436	574.210	5	482	577.296	1	528	580.354	1 :
437	574.320	2	483	577.335	2	529	580.438	4
438	574.371	1	484	577.441	2 d.	530	580.457	2
439	574.411	2 v.d.?	485	577.536	7	531	580.481	3
440	574.517	1 v.	486	577.654	1:v.d.?	532	580.556	6
441	574.606	2 d.	487	577.848	1	533	580.614	3
442	574.665	2	488	577.874	5	534	580.705	7
443	574.716	1	489	577.942	2 d.?	535	580.820	2 v.
444	574.793	5	490	578.000	2 d.?	536	580.956	7
445	574.821	5	491	578.051	2	537	581.116	1 v.d.?
446	574.860	5	492	578.066	2	538	581.230	2 d.
447	574.916	1 :	493	578.090	3	539	581.406	2 d.
448	574.942	1	494	578.112	2	540	581.516	3
449	574.980	1 :	495	578.150	3	541	581.558	3
450	575.027	4	496	578.207	3	542	581.641	1
451	575.227	7	497	578.246	8	543	581.669	8
452	575.335	8	498	578.296	1	544	581.744	2
453	575.388	5 d.?	499	578.336	5	545	581.937	1
454	575.436	1	500	578.415	5	546	582.043	1 v.

Nr.	W. L.	Int.	Nr.	W. L.	Int.	Nr.	W. L.	Int.
	μμ			μμ			μη	
547	582.217	1	593	586.946	2	639	591.529	2
548	582.279	1	594	587.000	1 :	640	591.591	2
549	582.615	1 :	595	587.092	1	641	591.654	7
550	582.784	2	596	587.154	2	642	591.881	4
551	582.822	2	597	587.240	1	643	591.941	4
552	582.924	1 v. ?	598	587.350	3	644	591.996	4
553	583.030	1 v.	599	587.412	2	645	592.098	1 :
554	583.095	1	600	587.536	1	646	592.249	3
555	583.196	4	601	587.659	2 v.	647	592.287	1
556	583.433	4	602	587.807	2 d.	648	592.415	3
557	583.546	3	603	587.895	1 :	649	592.460	3
558	583.585	3	604	587.984	2	650	592.535	2
559	583.818	3	605	588.040	2	651	592.815	7
560	583.877	4	606	588.151	3d.	652	592.869	2
561	583.998	1 v.	607	588.224	1	653	593.007	6
562	584.126	1 v. :	608	588.317	2 d.?	654	593.051	8
563	584.324	1 v.	609	588.419	8	655	593.237	3 v.
564	584.574	2	610	588.491	1 :	656	593.317	2
565	584.658	1	611	588.534	1	657	593.419	1
566	584.742	5	612	588.631	3	658	593.499	9
567	584.852	6	613	588.673	1	659	594.084	1
568	584.951	1	614	588.758	4	660	594.136	4
569	585.007	2 v.	615	588.799	3	661	594.203	4
570	585.132	2	616	588.905	2	662	594.282	4
571	585.163	1	617	589.007	3	663	594.381	2 d.
572	585.262	6	618	589.030	30 D_2 v.	664	594.487	2 d.
573	585.348	1	619	589.145	3	665	594.620	3 d.
574	585.403	7	620	589.191	3	666	594.740	1
575	585.510	2	621	589.274	2	667	594.789	1
576	585.543	4	622	589.314	7	668	594.886	9
577	585.643	5	623	589.625	30 D_1 v.	669	594.964	5
578	585.723	1	624	589.768	1 :	670	595.049	1 d. :
579	585.780	8	625	589.847	4	671	595.174	2 v.
580	585.807	5	626	589.968	4	672	595.303	7
581	585.908	2	627	590.030	4	673	595.345	6
582	585.992	7	628	590.173	4	674	595.431	2
583	586.144	2	629	590.272	2 d.	675	595.522	1 :
584	586.183	1	630	590.597	6	676	595.601	1 :
585	586.266	7	631	590.716	2 :	677	595.701	7
586	586.334	1	632	590.813	2	678	595.820	3
587	586.402	1	633	590.927	2	679	595.856	4
588	586.453	1	634	591.030	4	680	595.889	2
589	586.533	2	635	591.105	2	681	595.998	1 v. :
590	586.620	1	636	591.185	1	682	596.614	5
591	586.676	5	637	591.324	2 d.	683	596.699	1
592	586.788	4	638	591.447	10	684	596.805	2

Nr.	W. L.	Int.	Nr.	W. L.	Int.	Nr.	W. L.	Int.
	μμ			μμ			μμ	
685	596.856	2	731	602.738	9	777	609.909	1 :
686	597.016	1 d.? :	732	603.018	2 v.d.?	778	609.970	1 :
687	597.161	2 v.	733	603.147	1 v. :	779	610.022	1 :
688	597.296	2 v.	734	603.275	1 :	780	610.063	1 :
689	597.440	2 v.	735	603.437	2	781	610.252	6
690	597.567	6	736	603.567	2	782	610.306	8
691	597.686	2	737	603.678	2	783	610.353	6
692	597.711	8	738	603.962	2	784	610.555	2 v.
693	597.822	2 v.	739	604.003	2	785	610.695	2
694	597.885	4	740	604.246	8	786	610.842	7
695	598.117	2 :	741	604.631	2 v.d.?	787	610.926	1
696	598.246	2 v.	742	605.306	2	788	611.132	4
697	598.401	8	743	605.352	2	789	611.201	2
698	598.467	2	744	605.403	3	790	611.325	2
699	598.514	9	745	605.437	1	791	611.359	2
700	598.670	2 v.d.?	746	605.635	8	792	611.647	7
701	598.740	8	747	605.750	1	793	611.980	3 d.
702	598.895	2 v.d.?	748	606.033	1 :	794	612.247	10
703	598.946	1	749	606.195	1	795	612.527	4
704	599.069	1 d. :	750	606.314	3 d.	796	612.647	4
705	599.167	6	751	606.425	1	797	612.815	6
706	599.222	3	752	606.496	2	798	612.922	4
707	599.710	4	753	606.581	10	799	613.037	3
708	599.784	1	754	607.608	2	800	613.196	3, 3 d.
709	599.809	8	755	607.656	1	801	613.414	2 v.
710	599.948	2	756	607.725	2 v.d.?	802	613.520	1
711	599.997	2	757	607.883	8	803	613.566	1
712	600.057	2	758	607.930	6	804	613.608	1
713	600.333	9	759	608.030	1 :	805	613.686	8
714	600.559	2	760	608.170	2 v.d.?	806	613.720	5
715	600.592	3 d.	761	608.284	3	807	613.795	8
716	600.766	4	762	608.303	5	808	613.885	2 d.
717	600.828	7	763	608.441	4	809	613.992	1
718	600.886	8	764	608.559	5	810	614.082	1 :
719	601.102	3	765	608.659	5	811	614.204	8
720	601.177	1 :	766	608.817	3 v.	812	614.282	4
721	601.259	4	767	608.950	1	813	614.533	5
722	601.383	9	768	608.991	4	814	614.663	1 :
723	601.696	9	769	609.053	4	815	614.778	1
724	601.769	2	770	609.147	3	816	614.810	6
725	601.864	2	771	609.222	4 v.	817	614.910	2
726	601.960	2 d.	772	609.353	1 :	818	614.960	4
727	602.045	10 d.	773	609.397	4	819	615.050	2
728	602.163	2	774	609.469	3	820	615.194	4
729	602.212	9	775	609.698	5	821	615.274	1 v.
730	602.438	10	776	609.854	2	822	615.368	1 :

Nr.	W. L.	Int.	Nr.	W. L.	Int.	Nr.	W. L.	Int.
	μμ			μμ			μμ	
823	615.458	3	869	622.066	1 :	915	628.010	3 d.
824	615.550	6	870	622.106	2	916	628.088	4 d.
825	615.643	2 d. :	871	622.155	1	917	628.145	2
826	615.808	5	872	622.430	3	918	628.219	2
827	615.881	1	873	622.706	3	919	628.302	4 d.
828	615.971	3 v.	874	622.801	2	920	628.409	3
829	616.110	5	875	622.852	2	921	628.483	2
830	616.164	5	876	622.961	4	922	628.545	1
831	616.253	12	877	623.036	2	923	628.612	3
832	616.384	4	878	623.114	10	924	628.646	3
833	616.410	4	879	623.295	5	925	628.813	2 v.
834	616.571	4	880	623.766	4	926	628.977	4
835	616.679	5	881	623.870	4	927	629.057	4
836	616.811	2 v.	882	623.982	1	928	629.133	7
837	616.943	6	883	624.040	1 d. :	929	629.251	3
838	616.992	7	884	624.093	4	930	629.297	2
839	617.085	6	885	624.346	3 d.	931	629.328	4
840	617.370	5	886	624.418	4	932	629.421	2 v.
841	617.574	5	887	624.491	4	933	629.551	4
842	617.716	5	888	624.595	3	934	629.631	4
843	617.758	2	889	624.672	9	935	629.688	2 :
844	618.056	5	890	624.796	4	936	629.753	2
845	618.397	1 v. d.?	891	625.008	2 v. :	937	629.811	8
846	618.617	2	892	625.226	1	938	629.883	4
847	618.664	1 :	893	625.300	7	939	629.959	4
848	618.710	3	894	625.421	1	940	629.993	4
849	618.781	1	895	625.457	7	941	630.096	1 v.
850	618.835	4	896	625.638	1	942	630.185	10
851	618.916	1	897	625.666	7	943	630.237	3
852	619.156	6	898	625.848	4	944	630.284	7
853	619.191	8	899	625.901	4	945	630.311	3
854	619.477	2 v.	900	626.001	1	946	630.402	2 v. d.?
855	619.582	2 v.	901	626.144	4	947	630.474	2 v. d.?
856	619.774	1 d.?	902	626.285	1	948	630.573	2
857	619.955	1 v. d.?	903	626.548	6	949	630.620	3
858	620.071	7	904	626.814	1 v.	950	630.695	3
859	620.495	3	905	626.934	1 :	951	630.895	1 v.
860	621.095	1 v.	906	627.055	4	952	630.998	1 :
861	621.250	1 v.	907	627.158	3	953	631.027	3
862	621.378	7	908	627.293	1	954	631.065	2
863	621.434	1 :	909	627.414	2 :	955	631.104	2
864	621.497	1	910	627.497	2	956	631.188	3 d.
865	621.546	5	911	627.704	3 d.	957	631.277	2 v.
866	621.623	1	912	627.772	3 d.	958	631.330	2 v.
867	621.671	5	913	627.841	4	959	631.469	1
868	621.961	7	914	627.939	3 d.	960	631.504	8

Nr.	W. L.	Int.	Nr.	W. L.	Int.	Nr.	W. L.	Int.
	μμ			μμ			μμ	
961	631.543	2	1007	636.319	3	1053	642.475	2
962	631.569	7	1008	636.470	3	1054	642.524	2
963	631.617	6	1009	636.497	2	1055	642.779	2
964	631.680	1 :	1010	636.680	4	1056	642.823	2
965	631.763	1	1011	636.984	3	1057	643.010	1 v.
966	631.842	9	1012	637.071	2	1058	643.083	1
967	631.910	4	1013	637.172	4	1059	643.112	7
968	631.960	3	1014	637.816	2	1060	643.294	4
969	631.998	1 :	1015	667.865	5	1061	643.373	2
970	632.086	2 :	1016	638.113	5	1062	643.402	2
971	632.122	2 v.	1017	638.412	2	1063	643.650	2 d.
972	632.256	3	1018	638.504	4	1064	643.810	2 d.
973	632.306	8	1019	638.607	2 d.	1065	643.909	2
974	632.419	2 v.	1020	638.856	1 v. :	1066	643.938	10
975	632.496	1 :	1021	638.999	1 :	1067	644.118	1 :
976	632.744	1 :	1022	639.097	2 v.	1068	644.243	1 v.
977	632.798	5	1023	639.261	1	1069	644.537	2
978	632.916	1 v. :	1024	639.293	3	1070	644.679	1
979	632.998	1	1025	639.355	2	1071	644.716	2
980	633.048	4	1026	639.392	9	1072	644.741	1
981	633.120	5	1027	639.474	2	1073	644.837	1 v. :
982	633.235	2	1028	639.552	1 v. d.?	1074	644.947	2 v.
983	633.280	2	1029	639.677	1	1075	645.010	7
984	633.430	2	1030	639.749	2 d.	1076	645.056	2 v.
985	633.572	8	1031	640.035	8	1077	645.286	2 d.
986	633.649	2	1032	640.062	6	1078	645.381	2
987	633.716	8	1033	640.468	1 :	1079	645.454	1
988	633.920	4	1034	640.539	1	1080	645.534	2
989	633.945	4	1035	640.617	2 v. d.?	1081	645.593	6
990	634.155	2 v.	1036	640.765	3 d.?	1082	645.668	6
991	634.307	2 v. d.?	1037	640.835	7	1083	645.720	2
992	634.416	2	1038	640.901	2	1084	645.909	2 v.
993	634.450	7	1039	641.136	2	1085	645.999	2 d.?
994	634.742	6	1040	641.198	9	1086	646.295	10 d.
995	635.097	1 v.	1041	641.427	2	1087	646.491	2 d.?
996	635.250	1 v.	1042	641.493	2	1088	646.595	1 v. d.?
997	635.334	1	1043	641.533	4	1089	646.661	2
998	635.496	1	1944	641.730	5	1090	646.714	1 :
999	635.546	8	1045	641.806	2 v. d.?	1091	646.833	1
1000	635.623	2	1046	641.873	2 v. d.?	1092	646.905	2
1001	635.899	8	1047	641.922	1 :	1093	646.958	5
1002	635.973	1 :	1048	642.002	2	1094	647.202	6
1003	636.024	1 :	1049	642.028	7	1095	647.291	2 d.?
1004	636.112	3	1050	642.104	2	1096	647.356	2 v. d.?
1005	636.202	2	1051	642.172	8	1097	647.441	1
1006	636.270	3	1052	642.319	1	1098	647.491	1

Nr.	W. L.	Int.	Nr.	W. L.	Int.	Nr.	W. L.	Int.
	μμ			μμ			μμ	
1099	647.553	2 d.	1145	651.919	2	1191	658.064	2
1100	647.608	4 d.	1146	651.996	2 v.	1192	658.117	2
1101	647.772	1 v. :	1147	652.428	3	1193	658.152	2
1102	647.933	1 d.	1148	652.707	3	1194	658.371	2
1103	648.049	3	1149	652.767	4	1195	658.398	2
1104	648.224	6	1150	652.895	2 v.	1196	658.666	4
1105	648.319	4	1151	653.023	1 :	1197	658.687	2
1106	648.363	2	1152	653.154	1 :	1198	658.801	2 v.
1107	648.426	2 v.	1153	653.280	3	1199	658.979	1
1108	648.516	1	1154	653.334	2	1200	659.024	2
1109	648.597	1	1155	653.430	6	1201	659.125	2
1110	648.721	2	1156	653.705	1 v. :	1202	659.171	2
1111	648.836	1 v.	1157	653.902	1	1203	659.290	3
1112	648.950	1 v.	1158	654.270	2	1204	659.330	8
1113	649.033	1 :	1159	654.355	2	1205	659.376	1
1114	649.126	4	1160	654.430	5	1206	659.423	7
1115	649.198	4	1161	654.514	1	1207	659.479	1
1116	649.235	2	1162	654.610	1	1208	659.624	1 d.
1117	649.336	3	1163	654.666	8	1209	659.740	1
1118	649.422	9	1164	654.809	4 d.?	1210	659.792	5
1119	649.491	3	1165	654.901	5	1211	659.895	3
1120	649.541	9	1166	655.303	6	1212	659.957	2
1121	649.623	4 d.?	1167	655.415	2	1213	660.495	4
1122	649.689	6	1168	655.459	3	1214	660.624	1 d.?
1123	649.731	7	1169	655.582	6	1215	660.730	1 v. d.?
1124	649.812	2	1170	655.641	2	1216	660.841	2
1125	649.866	1 :	1171	655.715	2	1217	660.950	6
1126	649.940	5	1172	655.754	4	1218	661.001	2
1127	650.011	7	1173	655.848	2	1219	661.248	1 v.
1128	650.161	2	1174	655.887	1 :	1220	661.399	2 d.
1129	650.215	3	1175	655.993	4 d.?	1221	662.540	2
1130	650.309	1 v.	1176	656.042	1	1222	662.789	4
1131	650.409	1	1177	656.086	4	1223	663.027	1 :
1132	650.462	2	1178	656.148	2	1224	663.110	1
1133	650.918	2 d.	1179	656.314	*C*	1225	663.276	1 : d.?
1134	651.249	1 d.	1180	656.446	5	1226	663.379	2
1135	651.352	1	1181	656.595	1 v. :	1227	663.414	5
1136	651.410	1	1182	656.648	1 v. :	1228	663.444	3
1137	651.474	1	1183	656.917	2	1229	663.542	3
1138	651.521	4	1184	656.951	7	1230	663.604	2
1139	651.588	1	1185	657.105	1 d.?	1231	663.711	1 v.
1140	651.656	5	1186	657.239	5 d.	1232	664.013	3 d.
1141	651.708	3 d.	1187	657.310	5	1233	664.097	2
1142	651.758	1	1188	657.381	1	1234	664.396	8
1143	651.848	1	1189	657.452	5	1235	664.545	1 d.?
1144	651.884	5	1190	657.527	7 d.	1236	664.712	1 :

Nr.	W. L.	Int.	Nr.	W. L.	Int.	Nr.	W. L.	Int.
	μμ			μμ			μμ	
1237	664.847	1 :	1283	673.837	4	1329	683.737	2 d.?
1238	665.421	2	1284	673.917	1	1330	683.847	1
1239	666.067	1	1285	673.985	2	1331	683.917	4 d.
1240	666.160	1 v.	1286	674.199	3	1332	684.021	3
1241	666.272	1	1287	674.348	3	1333	684.097	1
1242	666.374	8 d.	1288	674.392	1	1334	684.174	6
1243	666.481	1	1289	674.553	1 v.	1335	684.241	3
1244	666.558	1 v.	1290	674.635	1 :	1336	684.306	4
1245	666.684	1 v.	1291	674.739	2 d.?	1337	684.404	5
1246	666.799	1 d.?	1292	674.910	2 v.	1338	684.897	2 d.?
1247	666.906	1 :	1293	674.999	1	1339	685.557	7
1248	666.983	1 :	1294	675.054	8	1340	685.621	2
1249	667.527	2	1295	675.309	5	1341	685.758	3
1250	667.628	1	1296	675.385	1	1342	685.854	6
1251	667.728	1 : d.?	1297	675.514	1 :	1343	686.230	2
1252	667.836	8	1298	675.598	3	1344	686.290	3
1253	667.924	1	1299	675.681	1	1345	686.458	2 d.
1254	668.050	1 v.d.?	1300	675.745	2	1346	686.542	1 d.
1255	668.154	1	1301	676.504	1	1347	686.617	2 d.
1256	669.636	4	1302	676.678	1 :	1348	686.760	7 } *B* An-
1257	669.662	2	1303	676.816	9	1349	686.794	7 } fang
1258	669.906	3	1304	676.966	1 v.	1350	686.853	8
1259	669.948	2	1305	677.142	3 d.	1351	686.892	6
1260	670.396	5	1306	677.208	1	1352	686.937	5,5 d.
1261	670.478	2	1307	677.270	6	1353	686.999	2
1262	670.548	5	1308	677.771	2 d.?	1354	687.031	9
1263	671.069	2 d.	1309	678.259	1	1355	687.134	6
1264	671.345	4 d.	1310	678.409	2	1356	687.166	7
1265	671.411	3	1311	678.450	1	1357	687.264	7
1266	671.491	3	1312	678.671	1	1358	687.321	7
1267	671.576	4	1313	678.727	4	1359	687.416	7
1268	671.663	3 d.?	1314	679.357	2	1360	687.502	7
1269	671.805	8	1315	679.389	2	1361	687.596	7
1270	671.905	1	1316	679.640	1 v.	1362	687.710	8
1271	672.001	1 v.	1317	680.098	2 v.	1363	687.800	7
1272	672.112	1	1318	680.444	2,2 d.	1364	687.945	7
1273	672.222	5	1319	680.722	5	1365	688.030	6
1274	672.405	1 v.	1320	681.065	7	1366	688.101	2 v.
1275	672.498	1	1321	681.233	1 v. :	1367	688.207	2 v.
1276	672.575	2	1322	681.399	2 v.	1368	688.289	3
1277	672.641	1	1323	681.530	3	1369	688.342	2
1278	672.705	5	1324	682.002	2	1370	688.421	8
1279	672.934	2	1325	682.077	5	1371	688.613	9
1280	673.042	1 v. :	1326	682.841	2	1372	688.712	9
1281	673.246	1 d.?	1327	682.899	6	1373	688.930	8
1282	673.353	4	1328	683.361	2	1374	689.029	9

Nr.	W. L.	Int.	Nr.	W. L.	Int.	Nr.	W. L.	Int.
	μμ			μμ			μμ	
1375	689.275	9	1386	690.541	8	1397	691.494	6
1376	689.369	9	1387	690.661	2 d.?	1398	691.610	2 v.
1377	689.641	9	1388	690.766	1 v.	1399	691.704	5 d.?
1378	689.734	9	1389	690.892	7	1400	691.850	6
1379	689.807	1	1390	690.982	8	1401	691.938	6
1380	689.870	1 v. d.?	1391	691.062	1	1402	692.050	1 v.
1381	690.034	9	1392	691.104	1 :	1403	692.131	1 v.
1382	690.126	9	1393	691.184	2 v. d.?	1404	692.263	1 v.
1383	690.223	2 v.	1394	691.308	1	1405	692.373	6
1384	690.328	2 d.	1395	691.359	7	1406	692.456	6
1385	690.451	8	1396	691.449	7			

2. Wellenlängentafel der Linien im ultrarothen Theile des Sonnenspectrums.

Von **W. Abney.**

Das Verzeichniss enthält die Wellenlängen von 590 Linien von 714 $\mu\mu$ bis 987 $\mu\mu$. Das System dieser Wellenlängen ist dem Ångströmschen angeschlossen, Correctionen auf andere Systeme sind nicht auszuführen. Ein * vor einer Nummer deutet auf eine Bemerkung am Schlusse des Verzeichnisses. Die Intensitäten, wachsend von 1 bis 5, sind nach den Abney'schen Tafeln dieses Theiles des Sonnenspectrums geschätzt worden.

Nr.	Wellenlänge ($\mu\mu$)	(J)	Nr.	Wellenlänge ($\mu\mu$)	(J)	Nr.	Wellenlänge ($\mu\mu$)	J
1	714.60	2	31	720.02	1	61	726.03	2
2	714.89	1	32	720.13	1	62	726.22	1
3	715.16	1	33	720.19	3	63	726.31	1
4	715.38	1	34	720.26	3	64	726.41	4
5	715.79	2	35	720.46	2	65	726.83	4
6	716.03	1	36	720.55	2	66	727.14	2
7	716.25	2	37	720.77	2	67	727.41	3
8	716.36	1	38	721.47	2	68	727.53	2
9	716.55	2	39	722.19	2	69	727.62	4
10	716.61	2	40	722.58	2	70	727.92	4
11	717.03	1	41	723.06	3	71	728.10	1
12	717.09	2	42	723.13	3	72	728.37	[illegible]
13	717.16	2	43	723.23	1	73	728.60	2
14	717.22	1	44	723.39	3	74	728.79	1
15	717.43	2	45	723.45	2	75	728.91	4
16	717.54	2	46	723.75	1	76	729.14	2
17	717.97	2	47	723.81	1	77	729.33	2
18	718.27	2	48	723.91	3	78	729.49	1
19	718.46	2	49	724.18	3	79	729.65	1
20	718.54	3	50	724.30	1	80	729.84	3
21	718.96	2	51	724.38	2	81	730.10	1
22	719.16	3	52	724.54	2	82	730.20	2
23	719.28	1	53	724.71	2	83	730.67	[illegible]
24	719.40	1	54	724.89	2	84	730.72	1
25	719.52	1	55	725.06	2	85	730.78	1
26	719.59	1	56	725.09	2	86	730.84	[illegible]
27	719.67	1	57	725.16	3	87	730.98	3
28	719.79	1	58	725.58	2	88	731.13	3
29	719.86	3	59	725.64	2	89	731.33	[illegible]
30	719.94	3	60	725.91	1	90	731.44	2

Nr.	Wellenlänge ($\mu\mu$)	(J)	Nr.	Wellenlänge ($\mu\mu$)	(J)	Nr.	Wellenlänge ($\mu\mu$)	(J)
91	731.54	1	137	741.70	1	*183	762.28	5
92	731.65	3	138	741.83	1	184	762.38	5
93	731.76	3	139	742.18	1	*185	762.65	5
94	731.99	1	140	742.32	3	186	762.74	5
95	732.29	2	141	742.44	3	*187	763.02	5
96	732.52	3	142	744.06	2	188	763.13	5
97	732.62	3	143	744.30	1	*189	763.43	5
98	732.79	2	144	744.54	2	190	763.53	5
99	733.01	2	145	746.22	3	*191	763.86	5
100	733.06	2	146	749.13	1	192	763.95	5
101	733.26	2	147	749.47	3	*193	764.31	5
102	733.81	1	148	750.73	1	194	764.39	5
103	734.34	2	149	751.10	3	*195	764.78	5
104	734.84	2	150	752.25	2	196	764.87	5
105	735.04	1	151	752.49	2	*197	765.28	4
106	735.22	1	152	752.81	1	188	765.37	4
107	735.49	2	153	753.07	2	199	765.64	1
108	735.62	1	154	753.30	1	*200	765.80	3
109	735.94	2	155	754.55	2	201	765.89	4
110	736.11	1	156	755.48	2	*202	766.34	3
111	736.29	4	157	755.56	1	203	766.44	3
112	736.50	1	158	756.83	2	*204	766.91	3
113	736.80	4	159	757.31	2	205	767.00	3
114	737.05	3	160	758.35	2	*206	767.52	3
115	737.26	1	161	758.58	2	207	767.61	3
116	737.46	1	*162	759.36	—	208	767.86	1
117	737.57	1	*163	759.39	5	*209	768.12	2
118	737.77	2	164	759.51	4	210	768.22	2
119	737.92	1	165	759.60	5	211	768.56	1
120	738.10	1	*166	759.65	5	212	768.98	1
121	738.19	3	167	759.74	3	213	769.40	1
122	738.32	3	168	759.85	4	214	769.70	2
123	738.45	1	169	760.01	5	215	770.82	2
124	738.58	2	*170	760.16	5	216	771.22	2
125	738.71	1	171	760.31	5	217	772.48	2
126	738.90	3	172	760.40	5	218	774.06	2
127	738.97	1	173	760.52	5	219	774.56	3
128	739.08	2	174	760.62	5	220	774.81	1
129	739.32	2	175	760.76	5	221	775.20	1
130	739.55	3	176	760.91	5	222	776.74	1
131	739.94	2	177	761.01	5	223	777.11	1
132	740.50	3	178	761.19	5	224	777.82	2
133	740.87	3	179	761.28	5	225	778.70	2
134	741.07	3	180	761.48	5	226	779.21	1
135	741.40	3	181	761.57	5	227	779.40	1
136	741.54	3	*182	762.06	5	228	780.64	1

Nr.	Wellen-länge (μμ)	(J)	Nr.	Wellen-länge (μμ)	(J)	Nr.	Wellen-länge (μμ)	(J)
229	783.10	2	275	804.45	3	321	823.84	1
230	783.36	1	276	804.86	3	322	824.18	4
231	786.86	1	277	805.80	1	323	824.52	1
232	787.51	1	278	806.84	1	324	824.64	1
233	788.49	2	279	808.38	2	325	824.98	1
234	789.44	2	280	809.76	1	326	825.07	1
235	790.05	2	281	810.65	1	327	825.47	3
236	790.73	2	282	811.24	2	328	825.78	3
237	790.82	2	283	811.76	1	329	826.05	3
238	791.03	1	284	812.17	1	330	826.17	1
239	791.17	2	285	812.54	1	331	827.01	2
240	791.43	2	286	812.97	2	332	827.32	3
241	791.57	2	287	813.26	2	333	827.52	3
242	791.87	2	288	813.95	2	334	827.84	3
243	792.24	2	289	814.07	2	335	828.04	3
244	792.35	2	290	814.22	1	336	828.62	3
245	792.73	2	291	814.68	2	337	828.68	3
246	793.11	2	292	814.82	2	338	829.30	3
247	793.52	2	293	815.08	3	339	829.90	3
248	793.94	1	294	815.32	3	340	830.32	4
249	794.41	2	295	815.63	1	341	831.07	2
250	794.64	2	296	815.93	3	342	831.45	2
251	794.99	2	297	816.02	3	343	831.64	2
252	795.21	2	298	816.21	4	344	831.96	3
253	795.63	1	*299	816.79	5	345	832.36	1
254	795.86	1	300	816.59	4	346	832.77	1
255	796.11	2	301	817.71	4	347	833.17	1
256	796.62	2	302	818.03	3	348	833.32	[illegible]
257	796.82	1	303	818.14	3	349	833.73	2
258	796.98	1	304	818.49	1	350	833.86	1
259	797.13	1	305	818.80	2	351	834.03	2
260	797.32	1	306	819.17	3	352	834.46	2
261	797.47	1	307	819.34	3	353	834.74	2
262	797.58	1	308	819.61	3	354	835.17	2
263	797.69	1	309	819.91	3	355	835.56	2
264	797.82	1	310	821.04	3	356	836.00	2
265	799.67	2	311	821.66	2	357	836.47	2
266	799.74	2	312	821.84	1	358	837.22	3
267	800.06	1	313	821.92	2	359	837.49	[illegible]
268	800.14	1	314	822.01	1	360	838.24	[illegible]
269	800.56	2	315	822.25	1	361	838.60	[illegible]
270	801.11	2	316	822.56	2	362	839.42	[illegible]
271	802.68	2	Z 317	822.64	4	363	840.74	[illegible]
272	803.04	1	318	822.99	3	364	841.42	[illegible]
273	803.21	1	319	823.25	2	365	843.42	[illegible]
274	803.33	1	320	823.56	2	366	844.56	[illegible]

	Nr.	Wellen-länge (μμ)	(J)	Nr.	Wellen-länge (μμ)	(J)	Nr.	Wellen-länge (μμ)	(J)
	367	846.66	3	413	900.24	4	459	925.68	1
X I	368	849.70	5	414	900.60	2	460	925.88	1
	*369			415	901.07	2	461	926.44	1
	370	850.14	1	416	901.55	5	462	926.83	1
	371	851.37	1	417	902.18	5	463	927.13	1
	372	852.56	2	418	902.47	4	464	927.77	3
X II	373	854.18	5	419	903.04	1	465	928.36	2
	374	855.62	1	420	904.12	3	466	928.50	2
	375	858.35	1	421	904.65	1	467	928.72	1
	376	860.98	1	422	905.19	3	468	928.96	1
	377	861.90	1	423	905.94	3	469	929.32	2
	378	864.20	1	424	906.12	3	470	929.61	2
	379	864.78	3	425	906.80	3	471	930.73	5
X III	380	866.14	5	426	907.07	4	472	931.49	4
	381	868.80	1	427	907.28	3	473	931.76	2
	382	871.12	1	428	907.88	2	474	932.14	4
	383	872.81	1	429	908.58	4	475	932.35	4
	384	873.54	1	430	908.85	2	476	932.65	1
	385	873.92	1	431	909.30	2	477	932.95	1
	386	874.20	1	432	909.84	3	478	933.28	4
	387	875.15	1	433	910.57	4	479	933.78	4
	388	876.30	1	434	911.09	1	480	934.15	4
	389	877.24	1	435	911.69	4	481	934.36	4
X IV	390	880.61	4	436	912.33	1	482	935.22	4
	391	882.29	1	437	912.89	5	483	935.61	4
	392	883.20	1	438	913.51	3	484	936.42	4
	393	883.97	1	439	915.17	5	485	936.94	4
	394	884.39	1	440	915.39	5	486	937.61	3
	395	886.10	1	441	915.85	1	487	937.95	3
	396	886.61	1	442	916.28	1	488	938.53	3
	397	889.12	1	443	916.67	1	489	939.01	1
	398	891.10	1	444	917.28	4	490	939.37	1
	399	892.74	1	445	917.56	2	491	939.71	2
	400	893.90	1	446	918.32	2	492	939.93	1
	401	894.59	1	447	918.39	2	493	940.22	1
	402	894.84	1	448	920.41	1	494	940.45	1
	403	895.13	1	449	921.18	3	495	940.70	1
	404	895.35	4	450	921.59	1	496	940.88	2
	405	896.19	3	451	921.79	1	497	941.25	1
	406	896.49	3	452	922.08	1	498	941.58	2
	407	897.03	2	453	922.33	1	499	942.01	1
	408	897.37	2	454	923.24	1	500	942.56	4
	409	897.95	3	455	923.73	1	501	942.87	4
Y {	410	898.65 }	5	456	924.42	1	502	943.62	5
	411	899.04 }	5	457	924.92	1	503	943.94	5
	412	899.92	4	458	925.39	1	504	944.21	5

Nr.	Wellenlänge ($\mu\mu$)	(J)	Nr.	Wellenlänge ($\mu\mu$)	(J)	Nr.	Wellenlänge ($\mu\mu$)	J
505	944.52	2	534	956.07	2	563	972.83	1
506	944.86	3	535	956.18	4	564	973.28	3
507	945.32	3	536	956.33	4	565	973.77	[illegible]
508	945.42	3	537	956.52	4	566	974.10	3
509	945.87	4	538	956.73	1	567	974.48	1
510	946.73	4	539	956.98	3	568	974.81	3
511	947.35	4	540	957.86	3	569	975.24	3
512	947.93	5	541	958.66	5	570	975.65	3
513	948.52	1	542	958.96	5	571	976.15	[illegible]
514	949.22	5	543	959.15	1	572	976.39	1
515	949.55	1	544	959.28	5	573	976.71	1
516	949.95	5	545	959.75	2	574	976.98	1
517	951.19	1	546	960.30	2	575	977.26	2
518	951.50	2	547	960.86	2	576	977.35	1
519	952.04	2	548	961.29	2	577	977.63	1
520	952.30	1	549	961.56	1	578	978.06	1
521	952.69	2	550	961.80	2	579	979.05	1
522	952.98	1	551	962.35	2	580	980.18	2
523	953.44	2	552	963.58	3	581	981.07	2
524	953.72	1	553	964.37	3	582	981.30	2
525	953.94	1	554	966.12	4	583	982.38	1
526	954.24	2	555	966.87	3	584	983.73	1
527	954.34	1	556	967.87	3	585	984.16	1
528	954.45	1	557	968.99	1	586	984.66	1
529	954.68	1	558	969.99	3	587	985.34	1
530	954.90	1	559	970.70	1	588	985.69	[illegible]
531	955.19	3	560	971.26	3	589	986.11	[illegible]
532	955.52	3	561	971.71	1	590	986.70	1
533	955.67	1	562	972.13	3			

Bemerkungen.

*162 Anfang der *A*-Gruppe. *163 Mitte der ersten Linie. *166 Kante der dritten Linie. *170 Mehrere Linien zwischen 759.65 und 761.62 sind wahrscheinlich Doppellinien, können aber nicht gemessen werden. *182 Einzelne Linie. *183 1. Paar. *185 2. Paar. *187 3. Paar. *189 4. Paar. *191 5. Paar. *193 6. Paar. *195 7. Paar. *197 8. Paar. *200 9. Paar. *202 10. Paar. *204 11. Paar. *2[illegible] 12. Paar. *209 13. Paar. *299 Starke Doppellinie. *369 ist identisch mit 368.

3. Wellenlängentafel der Linien des Eisenspectrums von Thalén.

Das folgende Verzeichniss der Wellenlängen des Eisenspectrums ist entnommen aus: »Sur le spectre du fer, obtenu à l'aide de l'arc électrique par Rob. Thalén. Upsal 1885«. Für den Theil von W. L. 399.7 $\mu\mu$ bis 540.1 $\mu\mu$ beziehen sich die Thalén'schen Wellenlängen auf den Vogel'schen Atlas des Sonnenspectrums. Da für die sämmtlichen Linien desselben die Reduction auf das System Müller-Kempf erfolgt ist, so habe ich die Eisenlinien ebenfalls im Folgenden nach der Neuberechnung der Linien des Sonnenspectrums durch Müller und Kempf aufgeführt. Für den Theil der Eisenlinien von 540.4 $\mu\mu$ bis 759.2 $\mu\mu$ hat Thalén die Eisenlinien mit den Tafeln des Sonnenspectrums von Ångström und von Fievez identificirt. Da die Genauigkeit dieser Linien, besonders bei den Tafeln von Fievez, nur eine sehr beschränkte ist, so war eine sichere Identificirung mit den Sonnenlinien des Müller'schen Spectrums nicht ausführbar. Es ist deshalb für diesen Theil nur eine Reduction auf das Potsdamer System mit Hülfe der auf pag. 171 angegebenen Tafel ausgeführt worden und die Angabe der W. L. nur auf 2 Decimalen der $\mu\mu$ erfolgt. In der Columne J⊙ sind die Intensitäten der Linien des Sonnenspectrums angegeben (fällt im zweiten Theile weg), unter J_{fe} diejenigen der Eisenlinien. Thalén hat dieselben aufsteigend mit den Zahlen von 6 bis 1 angegeben. Der besseren Vergleichung mit den Sonnenlinien halber habe ich diese Angaben in die Werthe von 1 bis 10 umgerechnet.

Nr.	W. L. $\mu\mu$	J⊙	J_{fe}	Nr.	W. L. $\mu\mu$	J⊙	J_{fe}	Nr.	W. L. $\mu\mu$	J⊙	J_{fe}
1	399.777	8	5	17	403.297	6	3	33	406.388	9	10
2	399.833	8	5	18	403.347	9	5	34	406.721	6	3
3	400.059	6	1	19	403.486	9	5	35	406.753	6	3
4	400.205	6	3	20	404.042	5	3	36	406.821	6	5
5	400.530	7	7	21	404.170	8	3	37	407.050	5	3
6	400.667	6	3	22	404.427	7	5	38	407.191	9	10
7	400.768	6	1	23	404.494	7	5	39	407.403	6	4
8	401.008	7	5	24	404.618	10	10	40	407.502	7	4
9	401.422	6	1	25	404.912	7	1	41	407.693	7	7
10	401.493	6	5	26	405.277	6	3	42	407.865	7	3
11	401.753	7	4	27	405.518	6	5	43	408.009	6	3
12	401.854	7	1	28	405.777	7	2	44	408.047	6	3
13	402.227	6	5	29	405.854	6	3	45	408.075	7	7
14	402.505	6	5	30	405.916	6	1	46	408.527	6	5
15	403.117	9	7	31	406.003	5	2	47	408.553	6	5
16	403.238	6	1	32	406.273	6	5	48	408.735	6	3

Nr.	W. L. $\mu\mu$	$J_\odot$	J_{Fe}	Nr.	W. L. $\mu\mu$	$J_\odot$	J_{Fe}	Nr.	W. L. $\mu\mu$	$J_\odot$	J_{Fe}
49	409.629	7	6	96	417.585	6	7	143	424.860	6	4
50	409.841	6	6	97	417.680	6	5	144	425.045	8	10
51	410.100	6	5	98	417.807	7	5	145	425.113	9	10
52	410.440	6	4	99	418.200	8	9	146	425.422	5	1
53	410.663	6	2	100	418.258	6	4	147	425.528	5	1
54	410.776	7	7	101	418.512	7	7	148	425.592	5	1
55	411.009	7	7	102	418.731	8	10	149	425.860	5	3
56	411.324	6	4	103	418.802	9	10	150	425.900	5	1
57	411.474	6	5	104	419.165	7	10	151	426.084	9	10
58	411.883	7	9	105	419.584	5	6	152	426.463	5	3
59	412.049	6	5	106	419.646	5	5	153	426.565	5	1
60	412.207	6	5	107	419.846	9	10	154	426.735	5	4
61	412.285	6	3	108	419.933	7	10	155	426.814	6	6
62	412.404	5	3	109	420.098	6	3	156	426.912	5	4
63	412.645	6	5	110	420.227	9	10	157	427.154	8	10
64	412.795	6	7	111	420.421	7	6	158	427.217	9	10
65	413.231	9	10	112	420.573	6	3	159	427.425	6	2
66	413.317	6	5	113	420.690	7	4	160	427.591	6	1
67	413.412	6	2	114	420.738	5	5	161	427.710	4	3
68	413.492	8	7	115	420.883	6	4	162	427.802	5	1
69	413.725	6	7	116	421.059	8	9	163	427.866	5	3
70	414.020	6	1	117	421.385	6	5	164	427.994	9	1
71	414.211	6	1	118	421.645	6	7	165	428.020	5	2
72	414.371	7	10	119	421.780	6	6	166	428.087	5	1
73	414.414	9	10	120	421.959	8	7	167	428.287	5	9
74	414.632	5	1	121	422.059	5	4	168	428.592	6	5
75	414.793	7	5	122	422.245	7	7	169	428.699	5	1
76	414.956	7	3	123	422.443	5	5	170	428.744	5	3
77	415.056	6	1	124	422.476	5	1	171	428.863	5	3
78	415.236	8	3	125	422.569	6	5	172	428.954	4	1
79	415.415	7	7	126	422.625	5	2	173	429.077	5	3
80	415.474	6	7	127	422.665	6	1	174	429.145	6	1
81	415.505	6	5	128	422.767	7	10	175	429.202	5	4
82	415.702	7	7	129	422.972	5	2	176	429.261	6	3
83	415.803	7	7	130	423.387	7	9	177	429.464	6	9
84	415.904	7	5	131	423.621	9	9	178	429.858	5	5
85	416.175	6	1	132	423.745	7	3	179	429.977	6	10
86	416.388	6	1	133	423.832	6	5	180	430.275	5	5
87	416.571	6	1	134	423.910	7	7	181	430.505	5	2
88	416.816	6	3	135	424.011	7	5	182	430.571	6	6
89	416.920	5	1	136	424.141	5	1	183	430.840	8	10
90	417.121	8	5	137	424.298	5	4	184	431.020	5	5
91	417.226	6	5	138	424.367	7	2	185	431.098	4	1
92	417.288	8	4	139	424.413	4	1	186	431.556	8	10
93	417.366	7	3	140	424.559	7	7	187	432.123	5	1
94	417.420	6	2	141	424.636	6	4	188	432.220	4	5
95	417.510	6	5	142	424.772	8	9	189	432.622	10	10

Nr.	W. L. $\mu\mu$	$J_{\odot}$	J_{Fe}	Nr.	W. L. $\mu\mu$	$J_{\odot}$	J_{Fe}	Nr.	W. L. $\mu\mu$	$J_{\odot}$	J_{Fe}
190	432.720	5	1	235	442.398	5	1	282	451.460	5	5
191	432.751	6	5	236	442.746	7	9	283	451.563	5	1
192	432.834	7	3	237	443.030	6	3	284	451.783	5	5
193	433.144	4	3	238	443.089	6	7	285	451.867	3	1
194	433.735	6	10	239	443.286	5	5	286	452.050	5	3
195	433.855	4	4	240	443.353	6	7	287	452.296	6	3
196	434.071	?*)	1	241	443.411	5	5	288	452.365	4	3
197	434.349	5	3	242	443.729	5	3	289	452.542	5	9
198	434.396	4	3	243	443.869	4	3	290	452.675	6	5
199	434.479	5	1	244	444.022	4	3	291	452.894	7	10
200	434.688	4	5	245	444.076	4	1	292	452.986	5	3
201	434.818	5	3	246	444.132	4	1	293	453.140	5	7
202	434.930	5	3	247	444.270	6	10	294	453.193	4	1
203	435.166	1	5	248	444.357	5	9	295	453.347	5	3
204	435.312	6	9	249	444.585	4	1	296	453.907	4	3
205	435.891	6	7	250	444.721	5	3	297	454.280	4	3
206	436.121	5	2	251	444.812	6	10	298	454.495	5	1
207	436.321	3	1	252	445.081	6	4	299	454.728	5	1
208	436.634	5	3	253	445.371	4	1	300	454.816	5	9
209	436.805	7	7	254	445.476	5	7	301	454.990	6	6
210	436.836	5	3	255	445.669	4	4	302	455.107	4	3
211	437.022	6	7	256	445.945	6	9	303	455.281	5	5
212	437.323	5	1	257	446.198	5	9	304	455.633	5	9
213	437.401	5	4	258	446.684	6	9	305	455.836	3	1
214	437.492	6	1	259	446.964	6	9	306	456.038	4	3
215	437.638	6	7	260	447.627	6	10	307	456.171	3	1
216	437.723	4	2	261	447.981	5	4	308	456.504	4	3
217	437.769	5	1	262	448.030	5	4	309	456.587	6	3
218	438.396	8	10	263	448.177	4	2	310	456.682	5	1
219	438.512	6	1	264	448.237	7	10	311	456.720	5	3
220	438.576	6	1	265	448.299	5	2	312	456.910	5	5
221	438.829	5	5	266	448.447	5	7	313	457.200	3	1
222	438.880	6	6	267	448.592	5	5	314	457.316	4	1
223	438.961	5	3	268	448.847	5	3	315	457.507	5	5
224	439.088	5	1	269	448.937	5	3	316	458.038	5	1
225	439.134	6	5	270	448.995	5	6	317	458.087	5	3
226	439.292	4	1	271	449.035	5	5	318	458.182	8	7
227	439.533	7	3	272	449.102	5	3	319	458.417	6	3
228	440.168	6	7	273	449.290	4	1	320	458.511	5	5
229	440.499	8	10	274	449.477	6	10	321	458.745	5	5
230	440.785	6	7	275	449.713	5	3	322	459.110	4	1
231	440.864	6	7	276	449.935	4	3	323	459.295	7	9
232	441.510	8	10	277	450.286	3	3	324	459.571	5	5
233	442.269	6	9	278	450.507	5	4	325	459.638	5	5
234	442.332	5	1	279	450.751	3	1	326	459.848	5	6
				280	450.853	5	1	327	460.135	3	1
				281	450.998	4	1	328	460.235	5	5

*) Hγ-Linie.

Nr.	W. L. μμ	J☉	J_Fe	Nr.	W. L. μμ	J☉	J_Fe	Nr.	W. L. μμ	J☉	J_Fe
329	460.330	6	10	376	470.048	5	4	423	479.151	4	3
330	460.490	4	3	377	470.530	5	5	424	479.321	4	1
331	460.802	5	7	378	470.583	4	2	425	479.473	3	1
332	461.160	6	9	379	470.769	6	10	426	479.858	4	7
333	461.363	6	7	380	470.941	5	7	427	479.896	4	2
334	461.453	4	1	381	471.062	5	9	428	480.008	5	4
335	461.592	4	1	382	471.183	4	3	429	480.04	?	3
336	461.914	6	3	383	471.246	4	1	430	480.085	5	9
337	461.966	5	9	384	471.480	6	4	431	480.312	5	9
338	462.540	6	9	385	471.800	4	1	432	480.489	3	1
339	462.779	4	1	386	472.187	5	4	433	480.83	?	5
340	463.045	5	7	387	472.645	4	2	434	480.849	6	7
341	463.322	6	7	388	472.890	5	7	435	480.898	5	3
342	463.409	4	1	389	472.941	5	3	436	480.99	?	1
343	463.504	4	3	390	473.002	4	1	437	481.081	6	3
344	463.619	4	5	391	473.181	5	5	438	481.167	2	1
345	463.783	6	9	392	473.390	5	7	439	481.368	4	3
346	463.832	5	9	393	473.438	4	2	440	481.683	1	1
347	464.121	1	1	394	473.616	5	5	441	481.818	5	3
348	464.376	5	7	395	473.711	6	10	442	482.483	1	5
349	464.770	5	9	396	473.805	4	1	443	482.61	?	1
350	465.030	3	2	397	474.069	5	3	444	482.83	?	1
351	465.155	5	1	398	474.184	5	7	445	483.317	5	5
352	465.482	7	10	399	474.475	5	1	446	483.496	4	1
353	465.782	4	2	400	474.616	5	7	447	483.631	4	4
354	465.852	3	1	401	474.845	5	3	448	483.897	5	4
355	466.171	4	1	402	475.029	4	3	449	484.023	1	5
356	466.216	4	3	403	475.147	4	1	450	484.062	5	3
357	466.349	5	1	404	475.277	5	1	451	484.212	4	1
358	466.608	5	3	405	475.605	4	1	452	484.348	5	6
359	466.679	4	10	406	475.645	4	1	453	484.435	4	5
360	466.820	5	10	407	475.791	4	5	454	484.567	2	5
361	466.928	5	6	408	476.021	1	1	455	484.877	5	4
362	467.326	5	7	409	476.582	5	3	456	484.947	4	2
363	467.898	5	10	410	476.674	5	4	457	485.193	4	1
364	468.063	5	3	411	476.718	4	1	458	485.511	4	1
365	468.160	4	1	412	476.870	5	9	459	485.555	5	5
366	468.246	5	3	413	477.195	5	3	460	485.764	4	1
367	468.376	5	5	414	477.317	5	6	461	486.001	6	10
368	468.479	3	1	415	477.673	5	3	462	486.13	?	3
369	468.756	4	3	416	477.980	4	3	463	486.217	3	1
370	468.839	4	3	417	478.116	1	1	464	486.296	3	3
371	468.964	5	1	418	478.617	3	3	465	486.38	?	5
372	469.037	5	5	419	478.698	6	7	466	486.75	?	1
373	469.167	6	10	420	478.818	4	3	467	486.876	4	1
374	469.541	4	3	421	478.910	5	7	468	486.987	4	2
375	469.878	6	3	422	479.002	5	9	469	487.167	7	10

Nr.	W. L. $\mu\mu$	J☉	JFe	Nr.	W. L. $\mu\mu$	J☉	JFe	Nr.	W. L. $\mu\mu$	J☉	JFe
470	487.245	7	10	517	494.674	4	7	564	502.030	4	1
471	487.421	3	2	518	495.041	4	5	565	502.103	3	1
472	487.515	4	3	519	495.281	4	3	566	502.184	4	1
473	487.568	4	2	520	495.483	3	4	567	502.245	5	9
474	487.667	5	5	521	495.753	6	10	568	502.350	3	3
475	487.849	8	10	522	495.790	6	10	569	502.497	4	1
476	488.195	5	5	523	496.146	3	1	570	502.577	4	1
477	488.247	5	5	524	496.237	3	1	571	502.741	6	9
478	488.568	5	5	525	496.302	4	3	572	502.846	4	9
479	488.659	5	4	526	496.450	3	1	573	503.016	4	5
480	488.736	6	2	527	496.637	5	9	574	503.145	4	1 1
481	488.887	6	3	528	496.805	4	5	575	503.239	3	1
482	488.932	6	5	529	496.869	3	3	576	503.675	3	3
483	489.106	7	10	530	497.006	4	5	577	503.725	3	5
484	489.183	7	10	531	497.064	4	5	578	503.951	4	5
485	489.312	4	3	532	497.341	5	6	579	504.126	7	9
486	489.701	4	3	533	497.581	3	2	580	504.195	7	9
487	489.791	2	1	534	497.812	3	1	581	504.450	4	5
488	489.898	2	1	535	497.909	4	5	582	504.875	4	5
489	490.130	3	1	536	497.969	2	1	583	505.007	5	10
490	490.359	6	9	537	498.061	4	1	584	505.179	5	9
491	490.533	3	4	538	498.282	4	9	585	505.307	3	1
492	490.797	4	5	539	498.345	4	5	586	505.377	1	1
493	490.981	4	3	540	498.416	4	7	587	505.476	4	3
494	491.058	4	6	541	498.543	4	7	588	505.611	3	1
495	491.115	4	5	542	498.574	4	7	589	505.680	3	1
496	491.238	3	3	543	498.636	3	2	590	505.744	3	1
497	491.759	5	3	544	498.699	3	1	591	505.797	3	1
498	491.827	3	1	545	498.929	4	5	592	506.011	4	5
499	491.922	7	10	546	499.094	3	1	593	506.540	6	9
500	492.070	8	10	547	499.155	4	5	594	506.750	4	5
501	492.425	6	5	548	499.458	4	9	595	506.910	5	10
502	492.519	4	6	549	499.589	1	1	596	507.234	3	3
503	492.603	3	1	550	499.66	?	1	597	507.294	3	3
504	492.793	3	4	551	499.938	3	4	598	507.503	5	9
505	492.840	4	4	552	500.216	5	10	599	507.664	5	4
506	493.076	5	5	553	500.312	4	5	600	507.977	4	9
507	493.240	3	1	554	500.434	3	1	601	508.041	4	5
508	493.367	5	5	555	500.51	?	1	602	508.111	4	1
509	493.734	2	1	556	500.612	5	9	603	508.174	4	1
510	493.831	4	4	557	500.647	5	10	604	508.366	4	9
511	493.893	4	7	558	500.754	5	4	605	508.490	1	1
512	493.943	4	2	559	501.219	6	9	606	508.652	2	1
513	493.980	4	5	560	501.272	3	1	607	508.848	3	3
514	494.275	5	3	561	501.526	5	9	608	509.107	5	7
515	494.470	1	1	562	501.722	4	3	609	509.736	6	7
516	494.599	4	1	563	501.871	7	7	610	509.893	6	9

Nr.	W. L. $\mu\mu$	J☉	J_{fe}	Nr.	W. L. $\mu\mu$	J☉	J_{fe}	Nr.	W. L. $\mu\mu$	J☉	J_{fe}
611	510.435	3	1	658	518.816	4	5	705	528.068	4	2
612	510.475	3	1	659	519.152	5	10	706	528.209	4	9
613	510.583	4	3	660	519.245	5	10	707	528.386	5	10
614	510.792	5	9	661	519.515	4	9	708	528.466	3	1
615	511.003	4	7	662	519.573	4	6	709	528.533	3	1
616	511.452	2	1	663	519.646	4	5	710	528.883	4	5
617	511.552	4	3	664	519.915	4	7	711	529.384	3	1
618	512.193	4	5	665	520.272	5	9	712	529.470	3	3
619	512.412	4	7	666	520.485	5	5	713	529.54	?	1
620	512.550	5	9	667	520.636	5	1	714	529.599	3	1
621	512.642	4	3	668	520.874	6	9	715	529.919	3	3
622	512.755	4	7	669	521.072	4	1	716	530.051	3	1
623	512.992	3	3	670	521.201	3	1	717	530.260	4	10
624	513.198	4	5	671	521.577	5	7	718	530.759	4	7
625	513.409	5	9	672	521.688	5	7	719	531.573	3	3
626	513.650	3	1	673	521.793	5	7	720	531.723	4	5
627	513.746	4	7	674	522.007	3	1	721	531.77	?	1
628	513.963	5	10	675	522.135	3	2	722	532.039	3	1
629	514.195	4	5	676	522.198	3	1	723	532.151	3	1
630	514.271	4	5	677	522.279	3	1	724	532.245	4	2
631	514.309	5	6	678	522.344	3	3	725	532.439	4	9
632	514.398	3	1	679	522.566	4	3	726	532.621	3	1
633	514.538	4	4	680	522.747	5	10 7	727	532.71	?	1
634	514.656	3	1	681	522.857	4	1	728	532.78	?	1
635	514.764	1	1	682	523.028	4	5	729	532.820	5	10
636	514.884	3	6	683	523.324	5	10	730	532.861	5	7
637	515.166	4	7	684	523.481	4	1	731	533.007	3	3
638	515.264	4	7	685	523.560	5	4	732	533.321	3	5
639	515.405	3	1	686	523.646	4	1	733	534.034	5	7
640	515.477	3	1	687	524.296	5	7	734	534.144	5	7
641	515.587	3	1	688	524.424	4	3	735	534.382	4	3
642	515.718	3	1	689	524.598	1	1	736	534.992	3	3
643	515.769	2	1	690	524.737	4	3	737	535.373	4	6
644	515.946	4	3	691	524.933	4	1	738	535.62	?	1
645	516.057	2	1	692	525.077	5	7	739	535.865	1	1
646	516.258	4	9	693	525.207	4	3	740	536.206	3	1
647	516.487	3	1	694	525.368	5	5	741	536.321	5	3
648	516.586	4	5	695	525.525	5	4	742	536.519	4	9
649	516.672	4	4	696	525.603	3	1	743	536.567	4	5
650	516.787	7	10	697	525.816	3	2	744	536.771	4	9
651	516.933	5	5	698	526.452	5	7	745	537.024	5	9
652	517.189	5	10	699	526.680	5	10	746	537.175	6	10
653	517.723	3	2	700	526.980	5	10	747	537.385	4	5
654	517.887	2	1	701	527.053	5	10	748	537.696	2	1
655	518.029	3	3	702	527.381	4	7	749	537.775	4	1
656	518.181	3	1	703	527.568	4	4	750	537.978	4	5
657	518.484	3	5	704	527.642	4	3	751	538.376	5	9

Nr.	W. L. $\mu\mu$	$J_\odot$	J_{fe}	Nr.	W. L. $\mu\mu$	$J_\odot$	J_{fe}	Nr.	W. L. $\mu\mu$	$J_\odot$	J_{fe}
752	538.676	3	1	797	549.00	.	1	844	560.00	.	3
753	538.787	3	1	798	549.20	.	1	845	560.28	.	9
754	538.976	4	6	799	549.35	.	4	846	560.69	.	1
755	539.173	4	5	800	549.40	.	1	847	560.89	.	1
756	539.348	5	9	801	549.47	.	2	848	561.03	.	1
757	539.752	5	9	802	549.76	.	7	849	561.21	.	1
758	539.863	4	4	803	550.15	.	7	850	561.56	.	10
759	540.090	4	5	804	550.29	.	5	851	561.72	.	1
				805	550.44	.	1	852	561.88	.	4
				806	550.70	.	9	853	561.91	.	1
760	540.41	.	9	807	550.87	.	3	854	562.04	.	3
761	540.58	.	10	808	551.06	.	3	855	562.43	.	9
762	540.75	.	1	809	551.25	.	3	856	562.55	.	1
763	540.95	.	1	810	551.67	.	1	857	563.21	.	1
764	541.10	.	9	811	552.11	.	1	858	563.38	.	5
765	541.55	.	10	812	552.26	.	5	859	563.51	.	2
766	541.70	.	1	813	552.41	.	1	860	563.63	.	1
767	542.02	.	1	814	552.58	.	7	861	563.71	.	2
768	542.46	.	10	815	552.95	.	3	862	563.83	.	7
769	542.98	.	10	816	553.08	.	1	863	564.06	.	1
770	543.40	.	10	817	553.26	.	5	864	564.13	.	5
771	543.64	.	3	818	553.74	.	3	865	564.31	.	1
772	543.70	.	1	819	553.88	.	1	866	564.41	.	3
773	543.90	.	1	820	554.11	.	1	867	564.51	.	1
774	544.10	.	2	821	554.31	.	5	868	564.86	.	1
775	544.52	.	5	822	554.38	.	5	869	564.91	.	3
776	544.69	.	10	823	554.64	.	3	870	564.99	.	1
777	544.83	.	2	824	554.66	.	1	871	565.06	.	1
778	545.25	.	1	825	555.01	.	1	872	565.15	.	3
779	545.57	.	10	826	555.38	.	3	873	565.36	.	2
780	546.33	.	7	827	555.50	.	7	874	565.55	.	5
781	546.36	.	5	828	555.82	.	3	875	565.87	.	9
782	546.42	.	3	829	556.04	.	3	876	566.08	.	1
783	546.66	.	5	830	556.29	.	3	877	566.14	.	1
784	546.72	.	3	831	556.38	.	6	878	566.27	.	7
785	547.00	.	1	832	556.57	.	6	879	566.41	.	1
786	547.07	.	1	833	556.75	.	3	880	566.71	.	3
787	547.30	.	2	834	556.96	.	9	881	567.02	.	1
788	547.43	.	5	835	557.28	.	9	882	567.21	.	1
789	547.63	.	5	836	557.60	.	9	883	567.90	.	5
790	547.69	.	9	837	557.91	.	1	884	568.01	.	1
791	547.84	.	3	838	558.44	.	1	885	568.33	.	3
792	548.09	.	5	839	558.67	.	10	886	568.66	.	7
793	548.12	.	5	840	558.98	.	1	887	569.17	.	5
794	548.34	.	5	841	559.19	.	1	888	569.39	.	5
795	548.60	.	1	842	559.45	.	5	889	569.66	.	1
796	548.78	.	5	843	559.83	.	7	890	569.83	.	2

Nr.	W. L. μμ	J⊙	J_Fe	Nr.	W. L. μμ	J⊙	J_Fe	Nr.	W. L. μμ	J⊙	J_Fe
891	570.15	.	9	938	581.47	.	1	985	597.71	.	7
892	570.61	.	7	939	581.66	.	7	986	598.38	.	7
893	570.71	.	1	940	582.61	.	1	987	598.53	.	7
894	570.82	.	1	941	582.86	.	1	988	598.73	.	7
895	570.94	.	10	942	583.46	.	1	989	599.81	.	4
896	571.19	.	5	943	583.62	.	1	990	599.97	.	1
897	571.21	.	5	944	583.69	.	1	991	600.31	.	7
898	571.44	.	1	945	584.83	.	3	992	600.50	.	1
899	571.49	.	3	946	584.96	.	1	993	600.78	.	3
900	571.63	.	3	947	585.21	.	4	994	600.84	.	7
901	571.79	.	7	948	585.33	.	1	995	601.26	.	1
902	572.11	.	2	949	585.53	.	1	996	602.03	.	9
903	572.41	.	1	950	585.63	.	4	997	602.41	.	10
904	572.81	.	1	951	585.96	.	7	998	602.71	.	7
905	573.16	.	7	952	586.25	.	7	999	603.01	.	1
906	573.79	.	2	953	587.31	.	3	1000	603.41	.	1
907	574.06	.	1	954	587.71	.	1	1001	603.61	.	1
908	574.20	.	5	955	587.91	.	1	1002	604.22	.	5
909	574.29	.	1	956	587.93	.	1	1003	605.42	.	1
910	574.76	.	4	957	588.17	.	1	1004	605.61	.	7
911	575.21	.	4	958	588.36	.	6	1005	606.25	.	1
912	575.31	.	7	959	588.55	.	1	1006	606.56	.	9
913	575.50	.	3	960	589.10	.	2	1007	607.83	.	5
914	575.71	.	3	961	589.17	.	1	1008	608.11	.	1
915	575.93	.	1	962	589.31	.	3	1009	608.24	.	3
916	576.07	.	3	963	589.81	.	1	1010	608.51	.	3
917	576.31	.	9	964	589.91	.	1	4011	608.92	.	4
918	577.08	.	1	965	590.14	.	1	1012	609.32	.	1
919	577.51	.	6	966	590.24	.	1	1013	609.39	.	1
920	577.71	.	1	967	390.54	.	5	1014	609.62	.	4
921	577.96	.	3	968	590.78	.	2	1015	609.81	.	1
922	578.11	.	5	969	591.01	.	1	1016	610.19	.	10
923	578.27	.	3	970	591.45	.	10	1017	610.30	.	10
924	578.45	.	2	971	591.67	.	3	1018	610.82	.	1
925	578.53	.	1	972	592.73	.	3	1019	611.32	.	1
926	578.56	.	1	973	592.98	.	10	1020	611.63	.	3
927	579.09	.	3	974	593.41	.	7	1021	612.32	.	1
928	579.12	.	5	975	594.11	.	2	1022	612.79	.	7
929	579.33	.	4	976	594.27	.	1	1023	613.15	.	1
930	579.84	.	4	977	594.98	.	3	1024	613.67	.	10
931	580.11	.	1	978	595.27	.	7	1025	613.80	.	10
932	580.39	.	3	979	595.71	.	5	1026	614.78	.	5
933	580.43	.	3	980	595.85	.	1	1027	615.17	.	5
934	580.69	.	5	981	596.06	.	1	1028	615.79	.	7
935	580.78	.	1	982	596.24	.	1	1029	616.35	.	1
936	580.91	.	3	983	596.76	.	1	1030	616.45	.	3
937	581.16	.	1	984	597.54	.	5	1031	617.10	.	6

Nr.	W. L. μμ	J⊙	JFe	Nr.	W. L. μμ	J⊙	JFe	Nr.	W. L. μμ	J⊙	JFe
1032	617.35	.	5	1079	635.85	.	5	1126	670.53	.	4
1033	618.04	.	5	1080	636.18	.	3	1127	671.32	.	5
1034	618.42	.	1	1081	636.39	.	3	1128	671.56	.	10
1035	618.68	.	1	1082	637.47	.	1	1129	672.65	.	5
1036	618.81	.	3	1083	638.07	.	5	1130	673.31	.	3
1037	619.19	.	10	1084	639.38	.	9	1131	673.82	.	1
1038	620.04	.	5	1085	640.03	.	10	1132	674.99	.	6
1039	621.36	.	6	1086	640.83	.	7	1133	675.20	.	3
1040	621.62	.	5	1087	641.21	.	9	1134	675.49	.	1
1041	621.94	.	6	1088	642.04	.	7	1135	677.60	.	1
1042	622.12	.	1	1089	642.18	.	9	1136	678.25	.	1
1043	622.65	.	1	1090	643.13	.	9	1137	678.61	.	3
1044	623.07	.	10	1091	645.64	.	1	1138	679.10	.	3
1045	623.27	.	7	1092	646.29	.	7	1139	680.36	.	3
1046	624.02	.	3	1093	646.97	.	5	1140	680.71	.	1
1047	624.66	.	9	1094	647.60	.	5	1141	680.98	.	5
1048	625.24	.	10	1095	648.22	.	5	1142	681.98	.	3
1049	625.42	.	7	1096	649.54	.	10	1143	682.77	.	7
1050	625.63	.	7	1097	649.73	.	5	1144	683.70	.	1
1051	626.52	.	7	1098	649.95	.	5	1145	683.88	.	1
1052	627.04	.	5	1099	650.19	.	5	1146	684.12	.	7
1053	627.11	.	3	1100	650.45	.	5	1147	684.34	.	7
1054	627.78	.	1	1101	650.95	.	5	1148	685.47	.	7
1055	628.08	.	5	1102	651.85	.	7	1149	685.77	.	5
1056	628.28	.	3	1103	652.89	.	1	1150	686.14	.	3
1057	628.57	.	1	1104	653.42	.	5	1151	687.68	.	1
1058	628.92	.	1	1105	654.63	.	10	1152	688.19	.	3
1059	629.14	.	5	1106	655.68	.	1	1153	688.55	.	5
1060	629.32	.	1	1107	656.94	.	9	1154	689.93	.	1
1061	629.42	.	1	1108	657.52	.	5	1155	690.28	.	3
1062	629.82	.	7	1109	658.15	.	1	1156	691.65	.	7
1063	630.17	.	10	1110	659.34	..	10	1157	692.90	.	1
1064	630.32		7	1111	659.55	.	5	1158	694.44	.	7
1065	630.47	.	1	1112	659.81	.	5	1159	694.69	.	1
1066	630.69	.	1	1113	660.55	.	1	1160	695.02	.	5
1067	631.03	.	3	1114	661.00	.	5	1161	695.87	.	1
1068	631.22	.	3	1115	662.78	.	3	1162	697.24	.	6
1069	631.46	.	5	1116	663.40	.	7	1163	697.97	.	1
1070	631.86	.	9	1117	663.97	.	3	1164	698.84	.	5
1071	632.28	.	7	1118	664.70	.	1	1165	699.59	.	2
1072	633.02	.	3	1119	665.41	.	3	1166	699.86	.	1
1073	633.55	.	9	1120	666.36	.	7	1167	700.33	.	5
1074	633.72	.	9	1121	666.79	.	1	1168	700.98	.	5
1075	633.92	.	3	1122	667.82	.	10	1169	701.02	.	1
1076	634.22	.	1	1123	669.57	.	1	1170	701.62	.	1
1077	634.52	.	5	1124	669.84	.	1	1171	702.20	.	5
1078	635.52	.	5	1125	670.36	.	3	1172	702.84	.	1

Nr.	W. L. $\mu\mu$	J⊙	J_{Fe}	Nr.	W. L. $\mu\mu$	J⊙	J_{Fe}	Nr.	W. L. $\mu\mu$	J⊙	J_{Fe}
1173	704.92	.	5	1184	718.68	.	9	1195	730.85	.	3
1174	705.41	.	1	1185	720.63	.	5	1196	731.79	.	1
1175	707.57	.	5	1186	721.86	.	2	1197	735.29	.	3
1176	709.69	.	1	1187	722.28	.	3	1198	739.20	.	7
1177	710.34	.	2	1188	723.90	.	3	1199	741.45	.	7
1178	712.68	.	5	1189	724.39	.	1	1200	744.95	.	7
1179	714.37	.	2	1190	726.02	.	1	1201	749.97	.	7
1180	715.57	.	1	1191	728.21	.	1	1202	751.48	.	7
1181	716.41	.	5	1192	728.63	.	3	1203	753.64	.	1
1182	717.67	.	2	1193	729.15	.	4	1204	759.27	.	1
1183	718.14	.	4	1194	730.54	.	1				

4. Catalog von Sternen der Classe IIIa und IIIb.

Dieser Catalog enthält 994 Sterne der Classe IIIa und IIIb. 352 dieser Sterne sind bereits in dem Cataloge von Dunér enthalten, die übrigen sind entnommen aus der Spectroskopischen Durchmusterung von H. C. Vogel, Publ. d. Astroph. Obs. zu Potsdam Band III, sowie aus den Espin'schen Verzeichnissen »Stars with peculiar spectra«, Astron. Nachr.

Der Dunér'sche Catalog enthält ausser Dunér'schen Beobachtungen solche von Secchi, d'Arrest, Vogel und Pickering. Da die Spectroskopische Durchmusterung sich nur auf den Gürtel des Himmels von — 1° bis + 20° Decl. bezieht, so entfällt der Hauptheil der Sterne des vorliegenden Cataloges auf diese Zone des Himmels.

In Bezug auf die Anordnung des Cataloges ist das Folgende zu bemerken.

Columne 2 enthält die Bezeichnung der Sterne, und zwar ist auf Kosten der Gleichförmigkeit möglichst diejenige Bezeichnung beibehalten worden, welche in der betreffenden Quelle angegeben war, um bei etwaigen von Seiten der Beobachter gemachten Versehen der Bezeichnung den Fehler leichter auffinden zu können. Bei den Dunér und Vogel gemeinschaftlichen Sternen ist der Dunér'schen Bezeichnung der Vorzug gegeben worden.

In Columne 3 und 4 sind AR und Decl. der Sterne aufgeführt, und zwar genäherte Positionen, wie sie zum Auffinden der Sterne genügen, reducirt auf 1900.0.

Columne 5 enthält die Grössen der Sterne, wenn möglich nach der Angabe der DM.

In Columne 6 ist die Quellenangabe enthalten, und zwar bedeutet D den Dunér'schen Catalog, ohne Rücksicht auf den im letzteren angegebenen Beobachter (Dunér, Secchi, d'Arrest, Vogel, Pickering). V bedeutet die Spectroskopische Durchmusterung, und E bedeutet Espin.

In der letzten Columne ist die Art des Spectrums verzeichnet. Die Bezeichnungsweise ist bei den verschiedenen Beobachtern nicht völlig dieselbe, doch bedeuten allgemein drei Ausrufungszeichen ein Prachtexemplar der betreffenden Classe, zwei Ausrufungszeichen ein sehr gutes, und eines bezeichnet ein gut ausgeprägtes Exemplar. Die einfache Angabe ohne Zeichen bedeutet, dass die Classe nur wenig ausgeprägt, aber mit Sicherheit constatirt ist. Alle übrigen Angaben mit Fragezeichen oder eingeklammerten anderen Classenangaben sind fragliche Bestimmungen, bei denen aber die Wahrscheinlichkeit, dass sie der dritten Classe

angehören, überwiegt. Aus der Potsdamer Spectroskopischen Durchmusterung sind alle Sterne fortgelassen, welche die Bezeichnung IIa (IIIb oder IIIa? IIa besitzen, bei denen also wohl die Möglichkeit vorliegt. dass sie der dritten Classe angehören, welche Möglichkeit indessen unwahrscheinlich ist. Von den Espin'schen Sternen sind einige fragliche fortgelassen worden, auch solche, bei denen die Nr. der DM nicht mit der angegebenen Position übereinstimmt; eine grosse Anzahl von fehlerhaften Positionen Espins sind im Cataloge hier richtig gestellt. Der erste Theil des Espin'schen Cataloges (bis Nr. 187) war mir nicht zugänglich und ist deshalb unberücksichtigt geblieben, mit Ausnahme der Sterne der Classe IIIb, die in einem von Espin zusammengestellten Cataloge der Sterne der Classe IIIb (Monthly Not. Bd. 49, 117, 364) enthalten sind. Dieselben sind mit IIIb* bezeichnet, die genaueren Angaben über das Spectrum fehlen.

Nr.	Bezeichnung	AR 1900.0	Decl. 1900.0	Grösse	Quelle	Spectralclasse
1	DM + 7°5	0^h 3^m 41^s	+ 7° 28′	7.5	V	IIIa?
2	DM — 0°6	0 3 44	+ 0 8	7.3	V	IIa? IIIa
3	Birm. 1	0 4 8	+ 63 24	8.7	E	IIIa!
4	DM + 7°13	0 6 9	+ 7 24	7.5	V	IIIb?
5	DM + 21°10	0 7 5	+ 22 1	7.5	E	IIIa!
6	DM + 0°16	0 8 7	+ 0 35	9.0	V	IIIa (IIa)
7	LL 158	0 9 21	— 8 20	5.4	D	IIIa!!
8	χ Pegasi	0 9 26	+ 19 40	5.0	V	IIIa!
9	LL 169—171	0 9 34	— 19 29	4.3	D	IIIa!!
10	DM + 1°28	0 11 32	+ 1 18	7.5	V	IIIa!
11	DM + 9°21	0 11 40	+ 9 42	6.8	V	IIIa
12	DM + 9°22	0 11 54	+ 9 49	7.5	V	IIIa
13	DM + 19°38	0 12 41	+ 19 41	6.8	V	IIIa!
14	Schj. 3	0 14 37	+ 44 9	8.2	D	IIIb!
15	DM + 7°36	0 15 28	+ 7 38	6.2	V	IIIa
16	T Cassiop.	0 17 49	+ 55 14	var.	D	IIIa
17	R Androm.	0 18 45	+ 38 1	var.	D	IIIa!!!
18	DM + 34°56	0 22 14	+ 35 2	8.1	D	IIIb!
19	47 Piscium	0 22 49	+ 17 20	5.4	V	IIIa!!;DIIIa!!
20	DM + 19°73	0 22 57	+ 20 15	7.2	V	IIIa
21	U Cassiop.	0 40 44	+ 47 42	var.	E	IIIa!
22	57 Piscium	0 41 20	+ 14 56	5.0	V	IIIa!!!;DIIIa!
23	DM + 56°131	0 43 24	+ 56 32	7.3	E	IIIa
24	δ Piscium	0 43 30	+ 7 3	4.5	V	IIIa; DIIIa
25	DM + 58°127	0 46 22	+ 59 11	8.8	E	IIIa!!!
26	DM + 69°50	0 46 56	+ 69 24	7.5	D	IIIa!
27	DM + 57°165	0 48 55	+ 58 1	9.5	E	IIIb
28	DM + 5°131	0 54 39	+ 5 57	7.0	V	IIIa
29	DM + 17°135	0 54 58	+ 17 40	7.5	V	IIa? IIIa

Nr.	Bezeichnung	AR 1900.0	Decl. 1900.0	Grösse	Quelle	Spectralclasse
30	DM + 74°46	0h 57m 23s	+ 74° 19′	8.9	E	IIIa!!
31	DM + 61°201	0 57 56	+ 62 12	9.0	E	IIIa!
32	DM + 52°251	0 58 57	+ 52 41	9.0	E	IIIa!!
33	DM + 18°143	0 59 31	+ 18 21	7.5	V	IIIa
34	DM + 18°145	0 59 53	+ 18 40	7.3	V	IIIa!
35	Birm. 15	1 1 12	+ 52 58	6.3	E	IIIa?
36	DM + 14°175	1 4 54	+ 15 08	6.4	V	IIIa IIa?
37	Schj. 7	1 10 38	+ 25 14	7.0	D	IIIb!!
38	DM + 25°210	1 11 53	+ 25 46	9.0	E	IIIa!!!
39	DM + 13°192	1 12 15	+ 13 43	7.0	V	II? III
40	DM + 55°290	1 13 13	+ 55 48	8.8	E	IIIa!!!
41	DM + 14°204	1 15 22	+ 14 11	7.2	V	III?
42	DM + 60°219	1 16 28	+ 60 39	9.0	E	IIIa?
43	DM — 1°179	1 17 29	— 0 58	7.2	V	IIa? IIIa
44	DM + 19°226	1 18 1	+ 19 57	6.0	V	IIIa?
45	DM + 50°282	1 22 26	+ 51 10	8.6	E	IIIa!!!
46	R Piscium	1 25 28	+ 2 22	var.	V	IIIa!!; DIIIa!!
47	DM + 60°265	1 26 52	+ 61 3	8.7	E	IIIa!
48	—	1 29 17	+ 57 14	9.8	E	IIIb?
49	DM + 17°224	1 29 26	+ 17 57	6.3	V	IIIa!
50	DM + 7°240	1 31 30	+ 7 18	6.9	V	IIIa
51	DM + 53°352	1 32 41	+ 53 21	9.3	E	IIIa!!!
52	Birm. 30	1 37 32	+ 50 7	7.8	E	IIIa?
53	DM + 60°351	1 40 25	+ 60 38	9.0	E	IIIa
54	DM + 53°402	1 45 9	+ 53 23	8.7	E	IIIa!!!
55	Birm. 31	1 48 30	+ 69 43	8.0	E	IIIa!
56	DM + 69°123	1 48 33	+ 69 43	8.0	E	IIIa
57	DM + 8°292	1 49 5	+ 8 17	7.0	V	IIIa
58	DM + 58°342	1 51 34	+ 58 47	8.6	D	IIIa! (IIIb?)
59	DM + 30°310	1 52 18	+ 30 39	7.0	D	IIIa!
60	DM + 54°431	1 52 57	+ 54 20	9.0	D	IIIa!!
61	57 Ceti	1 55 4	— 21 19	5.7	D	IIIa
62	ν Ceti	1 55 17	— 21 34	3.9	D	IIIa!!
63	LL 3717	1 55 29	— 9 0	5.7	D	IIIa!!
64	Birm. 33	1 56 25	+ 54 45	7.9	E	IIIa!!!
65	DM + 12°271	1 57 12	+ 13 0	6.5	V	IIIa!!; DIIIa!!
66	—	1 57 38	+ 7 13	9.2	E	IIIa?
67	DM + 10°275	1 57 38	+ 10 33	7.0	V	II? III
68	DM + 9°266	2 0 6	+ 9 35	7.5	V	IIIa
69	DM + 7°324	2 0 56	+ 70 46	7.0	V	IIIa!
70	DM + 12°282	2 1 6	+ 13 0	7.3	V	IIIa?
71	DM + 5°285	2 2 33	+ 5 31	7.5	V	IIIa!
72	DM + 15°305	2 2 37	+ 15 20	7.0	V	IIIa
73	15 Arietis	2 5 5	+ 19 2	6.0	V	IIIa!; DIIIa.
74	DM + 65°241	2 6 57	+ 66 2	8.7	E	IIIa!!!
75	DM + 54°497	2 8 15	+ 54 37	6.9	E	IIIa!
76	DM + 63°312	2 10 25	+ 63 25	9.5	E	IIIa!!!

Nr.	Bezeichnung	AR 1900.0	Decl. 1900.0	Grösse	Quelle	Spectralclasse
77	DM + 58°445	2h 13m 6s	+ 59° 12′	8.8	E	IIIa?
78	DM + 7°362	2 13 24	+ 7 44	7.5	V	IIIa?
79	o Ceti	2 14 18	— 3 26	var.	D	IIIa!!!
80	DM + 22°331	2 15 34	+ 22 58	7.8	E	IIIa!!
81	S Persei	2 15 40	+ 58 8	var.	E	IIIa!
82	69 Ceti	2 16 51	— 0 4	5.5	V	IIIa!!; DIIIa
83	DM + 28°402	2 17 32	+ 28 15	8.7	E	IIIa!!
84	DM + 51°575	2 19 55	+ 51 37	9.0	E	IIIb?
85	R Ceti	2 20 56	— 0 38	var.	D	IIIa!
86	DM + 36°491	2 22 21	+ 36 31	7.7	D	IIIa!
87	DM + 49°681	2 25 12	+ 49 44	9.5	E	IIIa!!
88	15 Triang.	2 29 42	+ 34 15	5.6	D	IIIa!
89	DM + 13°410	2 30 16	+ 13 23	8.2	V	IIIa
90	Birm. 46	2 31 9	+ 56 38	8.3	E	IIIa!
91	DM + 19°394	2 33 0	+ 19 18	7.5	V	IIIa
92	DM + 11°365	2 32 27	+ 11 51	7.3	V	IIIa
93	DM + 26°438	2 32 38	+ 27 6	8.0	E	IIIa!
94	DM + 2°406	2 33 26	+ 3 0	7.2	V	IIa? IIIa
95	DM + 59°530	2 33 46	+ 59 18	8.2	E	IIIa?
96	DM + 5°377	2 35 52	+ 5 39	8.0	V	IIIa
97	DM + 12°381	2 38 17	+ 12 52	7.5	V	IIa? IIIa
98	DM + 45°659	2 40 28	+ 45 38	9.1	E	IIIa!!!
99	DM + 8°424	2 42 2	+ 8 54	7.5	V	IIIa
100	DM + 14°469	2 42 28	+ 15 5	7.5	V	IIIa
101	T Arietis	2 42 45	+ 17 6	var.	V	IIIa!!!;DIIIa!!
102	DM + 56°724	2 43 16	+ 56 34	9.4	D	IIIb?
103	DM + 57°647	2 43 35	+ 57 26	8.9	D	IIIb
104	DM + 44°591	2 45 6	+ 44 38	7.8	E	IIIa?
105	DM + 56°733	2 45 10	+ 57 3	9.3	E	IIIa!!
106	DM + 1°503	2 46 11	+ 1 47	7.5	V	IIIa
107	DM + 15°397	2 46 17	+ 16 5	8.3	E	IIIa!!
108	Birm. 51	2 48 12	+ 63 55	6.5	E	IIIa?
109	DM + 8°443	2 48 23	+ 8 56	6.8	V	IIIa!!!;DIIIa!
110	DM + 19°432	2 48 36	+ 20 9	6.8	V	IIa? IIIa
111	DM + 14°489	2 49 23	+ 14 29	9.0	V	IIIa
112	DM + 14°490	2 49 37	+ 14 21	8.8	V	IIIa
113	ϱ_2 Arietis	2 50 12	+ 17 56	6.0	V	IIIa!!!; DIIIa!!
114	DM + 5°420	2 50 47	+ 5 47	7.5	V	III?
115	DM + 3°410	2 51 51	+ 4 6	6.8	V	IIIa!!; DIIIa!
116	Σ 330	2 52 5	— 0 58	7.5	V	IIa? IIIa
117	DM + 78°103	2 52 48	+ 79 1	5.6	D	IIIa!
118	DM + 1°517	2 53 27	+ 1 44	7.5	V	IIIa
119	DM + 10°401	2 55 19	+ 10 29	7.0	V	IIIa!
120	DM — 3°478	2 55 49	— 3 16	6.8	E	IIIa
121	α Ceti	2 57 3	+ 3 42	2.5	V	IIIa!!!;DIIIa!
122	ϱ Persei	2 58 45	+ 38 27	var.	D	IIIa!!!
123	DM + 11°434	3 0 50	+ 11 17	7.5	V	IIIa!

Nr.	Bezeichnung	AR 1900.0	Decl. 1900.0	Grösse	Quelle	Spectralclasse
124	DM + 65°323	3h 1m 34s	+ 65° 22′	9.0	E	IIIa?
125	DM + 9°397	3 2 27	+ 9 33	7.5	V	IIIa?
126	DM + 18°414	3 2 41	+ 18 26	6.5	V	IIIa
127	DM + 57°702	3 3 43	+ 57 31	7.9	D	IIIb!!!
128	DM + 55°749	3 4 59	+ 55 47	8.0	E	IIIa
129	DM + 9°408	3 5 24	+ 9 38	7.0	V	IIIa
130	Birm. 57	3 5 36	+ 47 21	6.9	E	IIIa?
131	DM + 15°446	3 6 21	+ 15 46	7.5	V	IIIa
132	DM + 47°783	3 6 43	+ 47 27	9.0	E	IIIb!
133	DM + 46°715	3 8 21	+ 46 13	9.5	E	IIIa
134	DM + 56°804	3 11 24	+ 56 33	8.8	E	IIIa
135	83 Forn. U. A.	3 15 13	— 24 29	5.9	D	IIIa!
136	DM + 55°785	3 18 33	+ 55 48	7.8	E	IIIa
137	DM + 71°201	3 19 57	+ 71 31	6.5	D	IIIa
138	DM — 0°546	3 21 43	— 0 17	7.3	V	IIIa
139	Birm. 61	3 22 35	+ 55 3	7.5	E	IIIa?
140	R Persei	3 23 41	+ 35 20	var.	E	IIIa?
141	DM + 9°447	3 24 59	+ 10 7	7.5	V	IIIa
142	DM + 17°565	3 25 45	+ 17 28	8.5	V	IIIa?
143	Birm. 64	3 29 11	+ 19 29	8.5	E	IIIa?
144	DM + 8°532	3 29 21	+ 8 50	7.8	V	IIIa?
145	DM + 18°507	3 29 35	+ 18 35	7.0	V	IIIa
146	Schj. 27a	3 33 12	+ 62 20	7.0	D	IIIb!
147	DM + 62°597	3 33 28	+ 62 54	5.0	D	IIIa!!
148	DM + 79°110	3 33 45	+ 80 1	7.8	E	IIIa!!
149	DM + 9°472	3 36 6	+ 9 46	6.8	V	IIa? IIIa
150	Birm. 66	3 36 36	+ 14 28	8.8	E	IIIa!
151	DM + 8°553	3 37 14	+ 8 20	7.2	V	IIIa?
152	Birm. 67	3 38 30	+ 53 36	8.0	E	IIIa!
153	DM + 56°838	3 38 40	+ 56 59	8.9	E	IIIa!
154	DM — 0°593	3 39 50	— 0 37	6.2	V	IIa? IIIa
155	Birm. 69	3 40 21	+ 65 13	4.5	D	IIIa!!
156	π Eridani	3 41 25	— 12 25	4.7	D	IIIa!
157	DM + 8°567	3 41 40	+ 8 39	7.3	V	IIIa (IIa)
158	DM + 42°831	3 43 39	+ 42 18	8.0	E	IIIa!!!
159	DM + 13°613	3 47 20	+ 14 5	7.5	V	IIIa
160	DM + 13°616	3 48 59	+ 13 28	7.5	V	IIIa
161	DM + 1°679	3 49 34	+ 1 47	8.0	V	IIa? IIIa
162	B. A. C. 1229	3 51 48	— 13 53	7.0	D	IIIa
163	DM + 1°685	3 53 12	+ 1 10	7.4	V	IIIa
164	γ Eridani	3 53 21	— 13 48	2.8	D	IIIa!
165	DM + 61°667	3 57 9	+ 61 31	7.5	E	IIIb!
166	DM + 9°543	4 3 16	+ 9 50	6.5	V	IIIa
167	Birm. App. I 13	4 6 27	+ 32 16	6.5	E	IIIa!!
168	DM + 12°564	4 8 18	+ 12 31	6.0	V	IIa? IIIa
169	DM + 14°672	4 8 42	+ 14 18	7.5	V	IIIa!
170	DM + 14°673	4 8 47	+ 14 22	8.5	V	IIIa?

Nr.	Bezeichnung	AR 1900.0			Decl. 1900.0		Grösse	Quelle	Spectralclasse
171	DM + 61°690	4^h	8^m	47^s	+ 62°	6′	7.0	E	IIIa!!!
172	DM + 56°899	4	9	9	+ 56	56	7.3	E	IIIa!
173	DM + 49°1152	4	10	58	+ 49	37	8.7	E	IIIa!!!
174	DM + 47°981	4	15	16	+ 47	26	8.3	E	IIIa!
175	T Tauri	4	16	7	+ 19	18	var.	V	IIIa?
176	DM + 34°874	4	17	48	+ 35	1	7.2	E	IIIa!!!
177	DM + 12°584	4	18	31	+ 12	45	7.4	V	IIIa?
178	DM + 4°686	4	19	22	+ 4	28	7.8	E	IIIa!
179	DM + 4°691	4	20	45	+ 4	9	7.2	V	IIIa (IIa)
180	DM + 16°602	4	21	7	+ 16	48	7.2	V	IIa? IIIa
181	—	4	22	16	+ 15	53	9.2	V	IIIa
182	DM + 57°806	4	22	22	+ 57	11	8.5	E	IIIa!!!
183	DM + 15°630	4	22	36	+ 16	5	8.7	V	IIa? IIIa
184	75 Tauri	4	22	43	+ 16	9	5.0	V	IIIa!
185	R Tauri	4	22	48	+ 9	57	var.	V	IIIa!!; DIIIa!
186	DM + 45°940	4	22	50	+ 45	44	7.8	E	IIIa!!!
187	DM + 13°688	4	23	53	+ 13	42	7.5	V	IIIa
188	DM + 15°635	4	24	22	+ 15	57	8.5	V	IIIa
189	DM + 46°893	4	24	45	+ 46	46	9.1	E	IIIa
190	DM + 14°711	4	25	28	+ 14	53	7.3	V	IIIa!
191	DM + 48°1106	4	26	4	+ 48	29	8.5	E	IIIa!!
192	DM + 16°625	4	29	17	+ 16	59	7.0	V	IIIa
193	47 Eridani	4	29	23	— 8	26	5.4	D	IIIa!
194	DM + 57°827	4	32	20	+ 57	10	8.6	E	IIIa!!
195	DM + 16°636	4	33	34	+ 16	32	8.[illegible]	E	IIIa!
196	54 Eridani	4	36	4	— 19	52	4.6	D	IIIa!!
197	DM + 45°984	4	40	15	+ 45	49	7.3	E	IIIa
198	41 Schj.	4	40	52	+ 67	59	7.0	D	IIIb!!
199	DM + 34°911	4	41	59	+ 34	48	8.8	E	IIIb*
200	B. A. C. 1470	4	42	43	+ 63	20	5.8	D	IIIa!!
201	Birm. 84	4	43	10	+ 52	3	8.5	E	IIIa!!!
202	DM + 15°691	4	44	53	+ 15	37	9.4	E	IIIb!
203	DM + 38°955	4	45	6	+ 38	19	8.8	E	IIIb*
204	43 Schj.	4	45	15	+ 28	21	8.1	D	IIIb!
205	V Tauri	4	46	15	+ 17	22	var.	V	IIIa?
206	o_1 Orionis	4	46	53	+ 14	5	5.0	V	IIIa!!!;DIIIa!!
207	DM + 9°673	4	47	2	+ 9	40	8.7	V	IIIa
208	DM + 22°770	4	47	12	+ 22	36	9.2	E	IIIb*
209	DM + 43°1124	4	48	5	+ 43	15	7.0	E	IIIa
210	5 Orionis	4	48	10	+ 2	21	5.0	D	IIIa; V IIa!
211	DM + 40°1085	4	48	10	+ 40	35	8.3	E	IIIa!!!
212	DM + 57°846	4	48	19	+ 57	56	8.0	E	IIIa!!
213	DM + 16°665	4	48	20	+ 16	33	9.3	E	IIIa!
214	DM + 58°788	4	48	27	+ 58	57	7.0	E	IIIa!!!
215	DM + 43°1131	4	48	53	+ 43	20	7.5	E	IIIa!
216	Birm. 91	4	53	30	+ 39	31	6.8	E	IIIa
217	DM + 35°949	4	54	16	+ 35	17	8.6	E	IIIa

Nr.	Bezeichnung	AR 1900.0	Decl. 1900.0	Grösse	Quelle	Spectralclasse
218	R Leporis	$4^h 55^m 3^s$	— 14° 57′	var.	D	IIIb!
219	DM + 38°1010	4 55 48	+ 38 55	9.5	E	IIIb*
220	DM + 6°810	4 56 25	+ 6 30	9.2	D	IIIa!!
221	DM + 23°830	4 58 30	+ 23 31	8.5	E	IIIa!
222	DM + 38°1019	4 59 30	+ 38 35	8.4	E	IIIa!!
223	51 Schj.	5 0 13	+ 1 2	6.0	V	IIIb!!!; DIIIb!!!
224	Holden 89	5 0 31	— 22 1	8.0	E	IIIa!!!
225	DM + 12°732	5 2 4	+ 12 25	7.5	V	IIIa
226	DM + 38°1038	5 2 31	+ 38 54	9.5	E	IIIb!
227	99 Birm.	5 4 54	— 5 39	8.0	D	IIIb
228	DM + 15°759	5 5 58	+ 15 55	5.7	V	IIIa (IIa)
229	20 Leporis U. A.	5 6 42	— 11 58	6.0	D	IIIa!!!
230	DM — 0°890	5 9 31	— 0 41	7.0	V	IIIa!!; DIIIa!
231	DM + 42°1239	5 11 17	+ 42 41	6.0	D	IIIa!!
232	DM + 42°1240	5 11 26	+ 42 41	9.0	D	IIIa!
233	DM + 35°1046	5 11 48	+ 35 40	8.9	E	IIIb*
234	DM + 32°957	5 14 49	+ 32 24	9.3	E	IIIb*
235	S Aurigae	5 20 31	+ 34 4	var.	D	IIIb
236	DM + 16°792	5 24 14	+ 16 5	7.5	V	IIIa
237	DM + 18°873	5 25 48	+ 18 10	7.4	V	IIIa
238	119 Tauri	5 26 22	+ 18 31	4.4	V	IIIa!! DIIIa!!
239	DM + 7°929	5 27 17	+ 7 4	8.2	E	IIIb*
240	DM — 1°950	5 29 1	— 1 32	7.2	V	IIa? IIIa
241	DM + 68°398	5 30 18	+ 68 45	9.3	E	IIIb!
242	DM + 10°828	5 31 30	+ 10 58	6.5	V	IIIa; DIIa
243	DM + 5°973	5 32 51	+ 5 57	7.5	V	IIIa
244	DM + 18°920	5 36 35	+ 18 57	7.5	V	IIIa (IIa)
245	64 Schj.	5 39 6	+ 24 23	8.5	D	IIIb
246	DM + 18°950	5 39 21	+ 18 40	7.5	V	IIIa
247	64a Schj.	5 39 42	+ 20 39	7.7	D	IIIb!!
248	64c Schj.	5 41 3	+ 30 35	8.5	E	IIIb*
249	DM + 3°1041	5 42 58	+ 3 53	7.5	V	IIIa
250	*v* Aurigae	5 44 13	+ 37 17	5.0	D	IIIa
251	DM + 10°927	5 48 41	+ 10 34	6.5	V	IIa? IIIa
252	DM + 3°1071	5 49 0	+ 3 13	6.3	V	IIIa?
253	DM — 1°1059	5 49 17	— 1 5	8.2	E	IIIa!!
254	DM + 45°1202	5 49 40	+ 45 29	8.5	E	IIIa!!!
255	*α* Orionis	5 49 46	+ 7 24	var.	V	IIIa!!!; DIIIa!!!
256	DM + 35°1288	5 50 11	+ 35 34	7.3	E	IIIa!!!
257	*π* Aurigae	5 52 31	+ 45 56	4.8	D	IIIa!!
258	DM + 18°1040	5 53 2	+ 18 50	7.5	V	IIIa
259	DM — 1°1081	5 53 51	— 1 7	8.4	E	IIIa!
260	DM + 0°1270	6 0 14	+ 0 37	7.0	V	IIIa!
261	91 Leporis U. A.	6 2 43	— 21 49	6.3	D	IIIa!
262	19 Leporis	6 3 20	— 19 9	5.9	D	IIIa

Nr.	Bezeichnung	AR 1900.0	Decl. 1900.0	Grösse	Quelle	Spectralclasse
263	72 Schj.	$6^h\ 4^m\ 41^s$	+ 26° 2′	7.4	D	IIIb ! !
264	DM — 18°1318	6 4 58	— 18 28	8.2	E	IIIa !
265	Birm. 136	6 5 50	+ 21 54	7.3	E	IIIa !
266	Birm. 137	6 6 16	+ 22 56	6.7	E	IIIa ! !
267	73 Schj.	6 7 16	+ 27 12	9.0	D	IIIb
268	DM + 7°1185	6 7 33	+ 7 19	8.2	E	IIIa
269	DM + 6°1160	6 7 38	+ 6 2	7.0	V	IIIa
270	η Gemin.	6 8 51	+ 22 32	3.2	D	IIIa ! !
271	1 Lyncis	6 8 41	+ 61 33	5.5	D	IIIa !
272	DM + 18°1141	6 9 50	+ 18 20	6.8	V	IIIa ?
273	DM — 19°1391	6 10 0	— 19 30	8.0	E	IIIa ! !
274	DM + 33°1290	6 10 1	+ 33 15	9.1	E	IIIb *
275	DM + 10°1071	6 10 26	+ 10 19	7.0	V	IIIa ?
276	—	6 13 26	+ 47 45	8.7	E	IIIb *
277	DM + 14°1247	6 14 21	+ 14 42	5.8	V	IIIa !
278	—	6 14 27	+ 14 32	9.5	V	IIIa ?
279	DM + 14°1249	6 14 33	+ 14 44	8.5	V	IIIa ?
280	LL 12169	6 16 26	— 11 46	7.3	D	IIIa ? E IIIa !
281	μ Gemin.	6 16 54	+ 22 34	3.0	D	IIIa ! ! !
282	DM + 25°1250	6 17 5	+ 25 4	9.5	E	IIIb *
283	DM + 3°1214	6 17 10	+ 3 29	9.0	E	IIIb ?
284	DM + 3°1218	6 17 40	+ 3 49	7.8	V	IIIa
285	74 Schj.	6 19 46	+ 14 47	6.5	V	IIIb ! ! ! ; D IIIb ! !
286	T Monocer.	6 19 50	+ 7 9	7.3	V	IIa ? IIIa
287	—	6 20 20	+ 19 9	9.4	E	IIIb ?
288	DM + 2°1232	6 21 7	+ 2 23	8.0	V	IIIa (IIa)
289	DM + 2°1253	6 24 1	+ 2 43	6.8	V	IIIa
290	DM + 13°1279	6 24 19	+ 13 41	8.0	E	IIIa
291	DM + 27°1136	6 24 43	+ 27 31	9.3	E	IIIa ! ! !
292	LL 12524	6 25 51	— 19 9	7.0	D	IIIa ?
293	DM — 8°1461	6 ~~26~~ ~~55~~	— 8 ~~36~~	5.5	E	IIIa ?
294	DM + 11°1214	6 27	+ 11 39	8.6	V	IIIa
295	78 Schj.	6 29 40	+ 38 32	6.3	D	IIIb ! ! !
296	DM — 5°1699	6 30 50	— 5 19	9.2	E	IIIa ! ! !
297	DM + 13°1363	6 34 32	+ 13 9	8.8	V	IIIa
298	DM — 4°1610	6 35 18	— 4 22	7.7	E	IIIa !
299	DM + 11°1273	6 35 45	+ 11 6	6.9	V	IIIa !
300	DM + 3°1381	6 39 26	+ 3 25	9.3	D	IIIb
301	DM + 12°1310	6 44 28	+ 12 11	7.7	E	IIIa !
302	DM + 61°915	6 44 34	+ 61 9	8.0	E	IIIa ! ! !
303	DM + 15°1347	6 45 32	+ 15 12	7.3	V	IIIa ?
304	Birm. 155	6 45 49	+ 0 2	9.5	E	IIIa ? IIIb ?
305	DM + 0°1650	6 46 22	+ 0 5	9.0	E	IIIa ! !
306	DM + 2°1440	6 46 33	+ 2 51	8.6	V	IIIa (IIa)
307	Holden 89	6 47 55	— 7 1	8.7	E	IIIb ?
308	DM — 13°1722	6 50 13	— 14 2	8.1	E	IIIa ?

Nr.	Bezeichnung	AR 1900.0	Decl. 1900.0	Grösse	Quelle	Spectralclasse
309	DM + 6°1462	6h 52m 30s	+ 6° 19′	8.0	E	IIIb*
310	R Lyncis	6 53 5	+ 55 28	var.	E	IIIa!
311	DM — 8°1650	6 53 21	— 8 53	7.7	E	IIIa!!!
312	51 H Cephei	6 53 46	+ 87 12	5.0	D	IIIa!
313	41 Gemin.	6 54 32	+ 16 13	6.0	V	IIIa
314	DM + 10°1370	6 55 27	+ 10 46	7.2	V	IIIa?
315	DM — 3°1685	6 55 31	— 3 6	7.7	E	IIIb*
316	DM + 17°1479	6 56 37	+ 17 54	6.0	V	IIIa!!! DIIIa!!
317	DM + 16°1363	6 56 47	+ 16 49	6.5	V	IIIa!! DIIIa!
318	106 Monoc. U. A.	6 57 2	— 5 35	5.6	D	IIIa
319	DM + 9°1510	7 0 11	+ 9 20	6.6	V	IIa? IIIa
320	h 412	7 1 3	+ 24 21	7.5	E	IIIa!!
321	Birm. 165	7 2 5	— 7 24	8.3	E	IIIb!!
322	R Canis minor.	7 3 13	+ 10 11	var.	V	IIIa! DIIIa? IIIb?
323	89 Schj.	7 3 23	— 11 47	7.5	D	IIIb!!
324	DM + 9°1539	7 4 23	+ 9 29	7.4	V	IIIa
325	DM + 51°1295	7 5 35	+ 51 36	6.0	D	IIIa!
326	DM + 14°1594	7 6 39	+ 14 53	9.0	E	IIIb
327	51 Gemin.	7 7 40	+ 16 21	5.5	V	IIIa!!! DIIIa!!
328	Holden 96	7 9 22	— 9 5	8.5	E	IIIa!!
329	Birm. 170	7 9 35	+ 22 9	7.2	E	IIIa!
330	DM + 48°1504	7 9 57	+ 48 42	9.0	E	IIIb*
331	88a Schj.	7 10 4	+ 82 36	5.5	D	IIIa!!
332	DM + 8°1712	7 10 14	+ 8 9	6.8	V	IIIa!! DIIIa!
333	DM + 10°1495	7 14 4	+ 10 35	7.7	V	IIIa
334	DM + 25°1641	7 14 30	+ 25 11	9.0	E	IIIb!!!
335	LL 2749	7 16 58	— 25 42	7.0	E	IIIa
336	DM + 16°1466	7 18 4	+ 16 52	8.1	E	IIIa
337	DM — 3°1886	7 19 56	— 4 2	8.7	E	IIIb!
338	DM — 2°2101	7 20 13	— 2 57	9.0	E	IIIb
339	DM + 23°1728	7 23 19	+ 23 1	8.3	E	IIIa!!!
340	DM + 24°1686	7 25 51	+ 24 44	8.2	E	IIIb!
341	S Can. min.	7 27 18	+ 8 32	var.	D	IIIa!!
342	107 Puppis U. A.	7 29 12	— 14 19	5.2	D	IIIa!!
343	DM + 3°1724	7 29 39	+ 3 34	8.0	V	IIa? IIIa
344	DM + 2°1715	7 30 23	+ 2 19	9.3	E	IIIb*
345	DM — 21°2030	7 31 46	— 21 56	6.7	E	IIIa!!
346	74 Gemin.	7 33 44	+ 17 55	5.4	V	IIIa!
347	DM + 13°1737	7 36 18	+ 13 44	6.5	V	IIIa! DIIIa
348	DM + 20°1882	7 36 45	+ 20 41	9.5	E	IIIa!!!
349	DM + 14°1729	7 36 27	+ 14 27	6.0	V	IIIa!! DIIIa!!
350	DM + 39°1996	7 37 24	+ 39 5	7.7	D	IIIa!; EIIIa!!
351	Birm. 186	7 37 33	— 10 39	8.6	E	IIIa!!

Nr.	Bezeichnung	AR 1900.0	Decl. 1900.0	Grösse	Quelle	Spectralclasse
352	DM + 5°1759	$7^h 38^m 4^s$	+ 5° 11′	7.1	V	IIa? IIIa DIIIa??
353	DM + 5°1790	7 42 45	+ 5 40	7.0	V	IIIa
354	DM + 5°1797	7 42 55	+ 5 42	9.0	E	IIIb*
355	81 Gemin.	7 40 22	+ 18 46	5.1	V	IIIa
356	T Gemin.	7 43 18	+ 23 59	var.	E	IIIa?
357	DM + 19°1855	7 46 21	+ 19 43	8.2	V	IIa? IIIa
358	DM + 3°1824	7 46 55	+ 3 33	7.5	V	IIIa!! DIIIa!!
359	DM + 36°1735	7 57 8	+ 36 38	7.0	E	IIIa!!!
360	26 Pickering	7 57 30	— 12 45	var.	D	IIIb
361	9 μ′ Cancri	8 0 23	+ 22 55	6.0	D	IIIa!! EIIIa!
362	DM + 17°1778	8 4 19	+ 17 19	7.5	V	IIIa
363	DM + 11°1784	8 7 10	+ 11 29	7.6	V	IIIa
364	DM + 25°1880	8 8 46	+ 25 2	9.2	E	IIIb!!
365	R Cancri	8 11 3	+ 12 2	var.	V	IIIb! DIIIa!
366	DM + 6°1919	8 12 18	+ 6 34	7.3	V	IIIa
367	DM + 6°1923	8 12 40	+ 6 32	7.0	V	IIa? IIIa
368	V Cancri	8 16 2	+ 17 36	var.	V	IIIa
369	DM + 2°1948	8 17 0	+ 2 28	7.5	V	IIIa
370	DM + 17°1833	8 18 27	+ 17 32	9.0	V	IIIa
371	DM + 11°1830	8 18 27	+ 10 58	6.5	V	IIIa
372	27 Cancri	8 21 13	+ 12 59	5.8	V	IIIa!! DIIIa!!
373	Θ Cancri	8 25 53	+ 18 26	6.0	V	IIIa
374	DM + 15°1842	8 27 7	+ 15 36	7.5	V	IIIa (IIa)
375	DM + 78°293	8 37 31	+ 78 32	6.5	D	IIIa!
376	58 Hydrae U. A.	8 41 19	— 10 39	6.7	D	IIIa?
377	LL 17304	8 41 21	— 10 28	7.2	D	IIIa!
378	DM + 13°1994	8 43 11	+ 12 55	7.2	V	IIIa
379	DM + 10°1876	8 43 12	+ 10 48	7.1	V	IIIa
380	DM + 13°1995	8 43 16	+ 12 57	8.2	V	IIIa?
381	DM + 40°2111	8 43 29	+ 39 58	8.2	E	IIIa!
382	DM + 28°1659	8 46 29	+ 28 49	6.5	E	IIIa
383	S Hydrae	8 48 21	+ 3 27	var.	V	IIIb? DIIIa
384	115 Schj.	8 49 45	+ 17 37	6.5	V	IIIb!!!; DIIIb!!!
385	T Hydrae	8 50 48	— 8 44	var.	E	IIIa!
386	T Cancri	8 50 58	+ 20 14	var.	E	IIIb?
387	DM + 9°2092	8 52 17	+ 9 40	8.3	V	IIIa (IIa)
388	DM + 11°1954	8 52 50	+ 11 13	8.5	E	IIIb?
389	DM + 18°2093	8 53 32	+ 18 32	7.0	V	IIIa
390	ρ Urs. maj.	8 53 32	+ 68 1	5.1	D	IIIa!!
391	DM + 39°2193	8 57 24	+ 39 8	7.0	D	IIIa!!
392	DM + 2°2145	9 1 51	+ 1 52	6.8	V	IIIa! DIIIa
393	α Pyxidis	9 3 39	— 25 27	4.9	D	IIIa?
394	120 Schj.	9 4 36	+ 31 22	6.5	D	IIIa!!!
395	DM + 57°1214	9 14 23	+ 57 7	5.8	D	IIIa!!
396	DM + 0°2499	9 15 29	+ 0 36	7.5	V	IIIa!! DIIIa!!

Nr.	Bezeichnung	AR 1900.0	Decl. 1900.0	Grösse	Quelle	Spectralclasse
397	DM + 8°2215	$9^h\ 18^m\ 13^s$	+ 8° 9′	7.3	V	IIIa!
398	DM + 18°2183	9 19 7	+ 18 7	7.0	V	IIa? IIIa
399	γ Leon. min.	9 25 28	+ 35 33	5.7	D	IIIa
400	DM + 7°2147	9 27 17	+ 7 31	7.5	V	IIIa
401	ψ Leonis	9 38 18	+ 14 28	6.0	V	IIIa DIIIa!
402	DM + 4°2236	9 39 27	+ 3 49	7.5	V	IIIa
403	R Leon. min.	9 39 35	+ 34 58	var.	D	IIIa!! D IIIa!!!
404	DM + 7°2181	9 40 54	+ 7 10	5.8	V	IIIa
405	DM + 12°2090	9 41 0	+ 12 17	6.2	V	IIIa (IIa)
406	R Leonis	9 42 12	+ 11 54	var.	V	IIIa!!
407	DM + 40°2261	9 44 6	+ 40 6	7.0	D	IIIa ; E IIIa
408	124 Schj.	9 46 27	— 22 33	6.5	D	IIIb!!
409	DM + 6°2224	9 48 29	+ 6 26	6.5	V	IIIa
410	π Leonis	9 54 56	+ 8 32	5.0	V	IIIa!!
411	DM + 42°2080	9 57 20	+ 41 47	7.3	E	IIIa!
412	DM + 1°2403	10 2 26	+ 1 24	7.5	V	IIIa (IIa)
413	DM + 10°2116	10 4 13	+ 10 5	7.5	V	IIIa
414	37 Leonis	10 11 19	+ 14 15	5.7	V	IIIa ; DIIIa
415	DM + 42°2108	10 11 19	+ 41 58	6.8	D	IIIa ; EIIIa
416	μ Urs. maj.	10 16 23	+ 42 0	3.1	D	IIIa!
417	DM + 34°2124	10 18 37	+ 34 41	7.4	D	IIIa!
418	44 Leonis	10 20 0	+ 9 19	6.0	V	IIIa ; D IIIa!
419	DM — 0°2341	10 21 32	— 0 29	7.0	V	IIa? IIIa
420	46 Leonis	10 26 53	+ 14 39	6.0	V	IIIa!
421	DM + 42°2131	10 29 16	+ 42 26	7.1	E	IIIa
422	DM + 2°2334	10 29 58	+ 2 43	7.0	V	IIa? IIIa
423	132 Schj.	10 32 36	— 12 52	5.4	D	IIIb!!!
424	DM + 11°2269	10 37 1	+ 10 53	7.2	V	IIIa (IIa)
425	R Urs. maj.	10 37 34	+ 69 18	var.	D	IIIa!!
426	DM + 68°617	10 38 8	+ 67 56	6.2	D	IIIb!!!
427	DM + 42°2144	10 38 57	+ 42 15	7.2	E	III!
428	41 Urs. maj.	10 40 7	+ 57 54	6.3	D	IIIa
429	DM + 43°2045	10 41 7	+ 43 34	7.5	E	IIIa
430	DM — 1°2446	10 43 35	— 1 26	6.5	V	IIIa
431	136 Schj.	10 46 46	— 20 43	6.0	D	IIIb!!
432	DM + 77°412	10 47 12	+ 77 37	6.8	D	IIIa
433	DM + 26°2145	10 48 8	+ 26 44	7.0	E	IIIa!
434	56 Leonis	10 50 51	+ 6 43	6.5	V	IIIa!!! D IIIa!!!
435	DM + 70°641	10 52 12	+ 70 32	7.1	E	IIIa!!
436	DM + 36°2139	10 53 58	+ 36 38	6.0	D	IIIa!
437	137 Schj.	10 54 34	— 15 49	6.4	D	IIIa
438	DM + 44°2039	10 55 5	+ 44 27	7.7	E	IIIa!
439	R Crateris	10 55 39	— 17 47	var.	D	IIIa!!
440	61 p′ Leonis	10 56 44	— 1 57	5.2	V	IIIa! ; D IIIa!
441	DM + 37°2162	11 3 50	+ 36 51	5.9	D	IIIa!!
442	DM + 12°2307	11 5 24	+ 11 51	7.0	V	IIIa
443	72 Leonis	11 9 53	+ 23 39	5.0	D	IIIa!!

Nr.	Bezeichnung	AR 1900.0	Decl. 1900.0	Grösse	Quelle	Spectralclasse
444	DM — 11°3063	$11^h\ 10^m\ 39^s$	— 12° 3′	6.5	E	IIIa ! ! !
445	75 Leonis	11 12 8	+ 2 34	5.5	V	IIIa ! ; DIIIa
446	DM + 9°2494	11 21 8	+ 9 12	7.0	V	IIIa (IIa)
447	DM + 45°1924	11 22 25	+ 45 45	6.8	E	IIIa ! ! !
448	λ Draconis	11 25 29	+ 69 53	3.3	D	IIIa !
449	DM + 13°2436	11 32 50	+ 13 31	7.0	V	IIa? IIIa
450	1 ω Virginis	11 33 19	+ 8 41	6.1	V	IIIa!!!;DIIIa!!
451	3 ν Virginis	11 40 44	+ 7 5	4.3	V	IIIa ! ; DIIIa !
452	DM + 7°2480	11 40 59	+ 7 44	7.5	V	IIIa
453	DM + 5°2545	11 44 0	+ 5 44	7.2	V	IIIa (IIa)
454	DM — 10°3353	11 46 0	— 10 39	8.4	E	IIIa ! ! !
455	DM + 37°2230	11 50 4	+ 37 19	6.5	D	IIIa !
456	DM + 4°2553	11 53 7	+ 4 3	7.5	V	IIIa
457	DM + 20°2664	11 54 58	+ 19 59	6.9	D	IIIa ! ! ; EIIIa ! !
458	DM + 81°389	11 55 7	+ 81 25	6.2	D	IIIa
459	DM + 69°641	12 0 43	+ 69 19	8.2	E	IIIa ! !
460	T Virginis	12 9 29	— 5 29	var.	E	IIIa?
461	2 Can. ven.	12 11 7	+ 41 13	5.4	D	IIIa
462	R Corvi	12 14 27	— 18 42	var.	D	IIIa !
463	LL 23079	12 14 32	— 18 39	8.0	D	IIIa !
464	3 Can. ven.	12 14 53	+ 49 32	5.7	D	IIIa !
465	145 Schj.	12 20 7	+ 1 19	8.1	V	IIIb ! ! ! ; DIIIb ! !
466	73 Urs. maj.	12 22 49	+ 56 16	6.0	D	IIIa !
467	DM + 18°2617	12 25 6	+ 18 27	7.3	V	IIIa ! ! DIIIa !
468	148 Schj.	12 25 15	+ 4 58	8.5	D	IIIa ! !
469	4 Draconis	12 25 44	+ 69 45	4.7	D	IIIa ! !
470	DM + 25°2522	12 28 34	+ 25 0	7.3	E	IIIa !
471	T Urs. Maj.	12 31 51	+ 60 2	var.	D	IIIa
472	DM + 2°2560	12 33 16	+ 2 25	6.0	V	IIIa ! ! ; DIIIa !
473	R Virginis	12 33 26	+ 7 32	var.	V	IIIb?; DIIIa !
474	DM + 14°2525	12 33 50	+ 14 21	8.8	V	IIIb !
475	DM + 56°1615	12 35 48	+ 56 23	8.2	E	IIIa ! ! !
476	S Urs. maj.	12 39 34	+ 61 38	var.	D	IIIa
477	152 Schj.	12 40 26	+ 45 59	5.5	D	IIIb ! ! !
478	35 Virginis	12 42 46	+ 4 7	6.7	V	IIIa ! ; DIIIa !
479	U Virginis	12 46 2	+ 6 6	var.	V	IIIa ! !
480	ψ Virginis	12 49 9	— 9 0	5.2	D	IIIa ! !
481	Σ 1689	12 50 30	+ 12 2	7.3	V	IIIa
482	DM + 47°2003	12 50 23	+ 47 44	5.8	E	IIIa ! ! !
483	δ Virginis	12 50 36	+ 3 57	3.0	V	IIIa!!!DIIIa!!!
484	155b Schj.	12 52 30	+ 66 32	7.3	D	IIIb ! ! !
485	36 Comae	12 53 59	+ 17 57	4.8	V	IIIa ! ; DIIIa !
486	DM + 35°2387	12 54 15	+ 35 6	8.0	E	IIIa ! !
487	DM + 40°2620	13 1 11	+ 40 28	7.0	E	IIIa
488	40 Comae	13 1 30	+ 23 9	5.8	D	IIIa ! ! !
489	DM — 0°2668	13 7 38	— 1 14	7.3	V	IIIa ! ! ; DIIIa ! !

Nr.	Bezeichnung	AR 1900.0	Decl. 1900.0	Grösse	Quelle	Spectralclasse
490	DM + 38°2412	13h 8m 28s	+ 37° 55′	8.8	E	IIIa
491	DM + 37°2383	13 8 59	+ 37 25	6.5	E	IIIa!
492	DM + 5°2728	13 10 2	+ 5 3	7.5	V	IIIa!
493	DM + 7°2627	13 11 22	+ 7 2	7.0	V	IIIa!; D IIIa!!
494	DM + 28°2205	13 11 34	+ 28 17	8.2	E	IIIa!!
495	σ Virginis	13 12 34	+ 6 0	5.2	V	IIIa!!; D IIIa!
496	DM + 4°2719	13 15 17	+ 4 16	8.4	V	IIa? IIIa
497	—	13 17 55	— 24 9	8.0	E	IIIa!!
498	DM + 47°2053	13 18 49	+ 47 31	7.0	D	IIIa!!
499	304 Birm.	13 19 22	+ 37 33	6.0	D	IIIa!
500	W Virginis	13 20 52	— 2 51	var.	E	IIIa?
501	68 i Virginis	13 21 27	— 12 11	5.7	D	IIIa
502	V Virginis	13 22 38	— 2 39	var.	E	IIIa?
503	DM + 73°592	13 23 34	+ 72 55	6.0	D	IIIa
504	R Hydrae	13 24 15	— 22 46	var.	D	IIIa!!!
505	74 l Virginis	13 26 46	— 5 44	5.1	D	IIIa!
506	DM + 37°2417	13 26 49	+ 36 59	7.0	E	IIIa!!
507	S Virginis	13 27 47	— 6 41	var.	E	IIIa!!
508	DM + 9°2785	13 30 54	+ 8 48	7.3	V	IIIa!; D IIIa!
509	Birm. 311	13 32 17	+ 25 7	6.0	D	IIIa!
510	82 m Virg.	13 36 22	— 8 12	5.7	D	IIIa!
511	Holden 174	13 36 28	— 8 12	6.0	E	IIIa!
512	83 Urs. maj.	13 36 57	+ 55 11	5.5	D	IIIa!!
513	DM + 8°2765	13 42 53	+ 8 31	8.7	V	IIIa?
514	υ Bootis	13 44 40	+ 16 18	4.2	V	IIIa; D IIIa
515	DM + 40°2694	13 44 40	+ 40 2	9.2	E	IIIa!!!
516	5 Bootis	13 44 41	+ 16 18	4.2	V	IIIa
517	DM + 40°2701	13 47 31	+ 40 10	6.9	D	IIIa!
518	i Draconis	13 48 31	+ 65 13	4.8	D	IIIa!!!
519	163 Schj.	13 48 54	+ 40 50	6.7	D	IIIa
520	DM + 53°1667	13 49 37	+ 52 49	6.7	E	IIIa!!!
521	DM + 19°2728	13 50 32	+ 19 11	7.9	E	IIIa
522	DM + 0°3118	13 54 37	+ 0 33	7.5	V	IIa? IIIa
523	DM + 38°2501	13 56 7	+ 38 21	8.9	D	IIIa!!
524	DM + 38°2502	13 56 16	+ 38 19	8.9	E	IIIa!!!
525	DM + 17°2702	14 1 44	+ 17 27	6.9	V	IIIa!
526	DM + 44°2325	14 3 56	+ 44 20	5.3	D	IIIa!!!
527	13 Bootis	14 4 33	+ 49 56	5.5	D	IIIa
528	B. A. C. 4700	14 5 23	— 15 50	5.6	D	IIIa!
529	DM + 4°2841	14 9 51	+ 3 48	6.7	V	IIIa!
530	DM + 36°2453	14 9 58	+ 36 5	7.0	E	IIIa
531	DM + 70°778	14 10 14	+ 69 54	5.3	D	IIIa!
532	DM + 35°2539	14 11 43	+ 34 54	8.1	E	IIIa!!
533	DM + 15°2690	14 12 42	+ 15 44	6.2	V	IIIa!
534	DM + 30°2513	14 17 52	+ 29 50	6.5	E	IIIa!!
535	169 Schj.	14 19 42	+ 26 10	8.0	D	IIIn!!!
536	Lindemann 26	14 19 53	+ 21 56	8.3	E	IIIa!!

Nr.	Bezeichnung	AR 1900.0	Decl. 1900.0	Grösse	Quelle	Spectralclasse
537	DM + 4°2871	$14^h 23^m 55^s$	+ 4° 10′	7.5	V	IIa? IIIa
538	R Camelop.	14 25 3	+ 84 17	var.	D	IIIa
539	V Bootis	14 25 42	+ 39 19	var.	D	IIIa!!;EIIIa!!!
540	DM — 6°4025	14 28 3	— 6 30	7.8	E	IIIa
541	R Bootis	14 32 47	+ 27 10	var.	D	IIIa!!
542	DM + 33°2482	14 35 6	+ 32 58	8.3	E	IIIa!!
543	DM + 38°2578	14 36 1	+ 38 31	7.0	E	IIIa!
544	DM + 32°2504	14 37 3	+ 31 59	8.0	E	IIIa!!!
545	34 Bootis	14 39 2	+ 26 57	5.8	D	IIIa!
546	DM — 0°2867	14 40 4	— 1 0	6.0	V	IIIa
547	DM + 15°2758	14 41 24	+ 15 33	5.5	V	IIIa!!!DIIIa!!!
548	DM + 2°2881	14 48 37	+ 2 39	7.5	V	IIIa
549	DM + 7°2865	14 50 28	+ 7 13	7.5	V	IIIa (IIa)
550	Holden 26	14 52 13	— 12 2	8.0	E	IIIa!!!
551	DM + 14°2812	14 53 35	+ 14 26	7.0	V	IIa? IIIa
552	DM + 5°2954	14 54 24	+ 4 58	6.2	V	IIIa
553	DM + 66°878	14 56 0	+ 66 20	4.5	D	IIIa!!!
554	DM + 2°2915	15 2 4	+ 2 45	7.1	V	IIa? IIIa
555	DM + 12°2796	15 5 46	+ 12 3	6.5	V	IIIa
556	DM + 66°890	15 6 51	+ 66 10	6.5	D	IIIa
557	DM + 19°2935	15 7 31	+ 19 21	5.9	V	IIIa!!; DIIIa!
558	DM — 4°3840	15 9 35	— 5 8	6.5	E	IIIa!
559	DM — 1°3041	15 9 46	— 2 2	8.0	E.	IIIa!!!
560	DM + 15°2845	15 15 26	+ 14 55	7.3	V	IIIa?
561	S Librae	15 15 39	— 20 2	var.	D	IIIa!
562	S Serpentis	15 16 58	+ 14 39	var.	V	IIIb?; EIIIa!!!
563	S Coronae	15 17 19	+ 31 44	var.	D	IIIa!!
564	DM + 9°3031	15 19 9	+ 9 16	7.5	V	IIIa?
565	τ′ Serpentis	15 21 9	+ 15 47	4.8	D	IIIa; VIIa!
566	DM + 27°2609	15 29 54	+ 26 52	8.1	E	IIIa!!
567	τ 4 Serpentis	15 31 51	+ 15 25	6.7	V	IIIa!!! DIIIa!!
568	DM + 11°2833	15 32 48	+ 11 28	7.5	V	IIIa?
569	DM + 24°2901	15 34 0	+ 24 51	7.4	E	IIIa!!!
570	DM + 47°2255	15 35 50	+ 47 15	6.7	E	IIIa!
571	DM + 39°2901	15 37 50	+ 38 53	7.0	E	IIIa!!!
572	DM + 12°2883	15 38 38	+ 12 2	7.0	V	IIIa?
573	Holden 34	15 42 40	— 19 51	7.8	E	IIIa!!!
574	DM — 0°3011	15 43 45	— 0 42	7.5	V	IIIa
575	—	15 44 10	+ 12 42	9.3	V	IIIa
576	ϰ Serpentis	15 44 14	+ 18 28	4.0	V	IIIa!!; DIIIa!
577	V Coronae	15 45 57	+ 39 52	var.	D	IIIb
578	R Serpentis	15 46 5	+ 15 26	var.	V	IIIa (IIIb) DIIIa!!
579	DM + 48°2334	15 47 48	+ 48 47	7.5	E	IIIa!!!
580	Holden 128	15 48 58	— 20 31	8.3	E	IIIa!!!
581	Holden 129	15 50 31	— 20 29	8.2	E	IIIa?
582	2 Herculis	15 51 18	+ 43 26	5.5	D	IIIa

Nr.	Bezeichnung	AR 1900.0	Decl. 1900.0	Grösse	Quelle	Spectralclasse
583	DM + 36°2672	15h 54m 48s	+ 36° 18′	8.8	E	IIIa ! ! !
584	DM + 47°2291	15 59 39	+ 47 31	6.6	D	IIIa ! ! !
585	DM + 59°1697	16 1 20	+ 59 41	6.3	D	IIIa
586	47 Serpentis	16 3 39	+ 8 48	6.4	V	IIIa!! DIIIa!!
587	DM + 9°3153	16 3 47	+ 8 54	7.5	V	IIIa!! DIIIa!!
588	DM + 16°2887	16 4 18	+ 16 4	7.5	V	IIIa (IIa)
589	DM + 23°2909	16 7 23	+ 23 47	6.0	E	IIIa ! !
590	DM + 19°3072	16 8 26	+ 19 21	6.8	V	IIIa
591	δ Ophiuchi	16 9 6	− 3 26	2.7	D	IIIa ! !
592	DM + 19°3077	16 12 31	+ 19 6	7.2	V	IIa? IIIa
593	DM + 60°1665	16 15 35	+ 60 0	5.5	D	IIIa ! !
594	DM + 37°2741	16 16 42	+ 37 13	6.5	D	IIIa
595	ν¹ Coronae	16 18 36	+ 34 2	5.2	D	IIIa !
596	ν² Coronae	16 18 43	+ 33 56	5.3	D	IIIa
597	DM + 10°2996	16 19 40	+ 10 29	7.2	V	IIa? IIIa
598	DM + 19°3096	16 20 52	+ 19 29	7.0	V	IIa? IIIa
599	DM + 9°3203	16 20 54	+ 9 37	6.8	V	IIa? IIIa
600	V Ophiuchi	16 21 10	− 12 12	var.	D	IIIb ! !
601	U Herculis	16 21 22	+ 19 7	var.	D	IIIa ! !
602	DM + 11°2987	16 22 1	+ 11 13	7.2	V	IIIa !
603	B. A. C. 5494	16 22 19	− 7 22	5.7	D	IIIa !
604	DM + 3°3199	16 22 32	+ 3 6	6.8	V	IIIa
605	α Scorpii	16 23 17	− 26 13	1.4	D	IIIa ! ! !
606	g Herculis	16 25 21	+ 42 6	var.	D	IIIa ! ! !
607	29 Herculis	16 27 57	+ 11 43	5.2	V	IIIa
608	DM + 67°942	16 28 6	+ 67 16	6.8	D	IIIa
609	W Herculis	16 31 40	+ 37 33	var.	D	IIIa !
610	R Draconis	16 32 23	+ 66 58	var.	D	IIIa
611	DM + 49°2530	16 35 49	+ 49 4	7.3	D	IIIa ! !
612	42 Herculis	16 36 2	+ 49 7	5.0	D	IIIa ! !
613	DM + 48°2429	16 39 57	+ 48 35	8.1	E	IIIa ! !
614	DM + 16°3013	16 40 51	+ 15 56	6.1	V	IIIa !
615	73 i Herculis	16 41 2	+ 8 46	5.6	D	IIIa; V IIa !
616	DM + 42°2749	16 44 8	+ 42 25	6.5	D	IIIa ! !
617	DM + 10°3083	16 46 18	+ 10 4	7.3	V	IIIa !
618	S Herculis	16 47 21	+ 15 7	var.	D	IIIa !
619	DM + 46°2237	16 52 9	+ 46 26	8.0	E	IIIa ! !
620	DM + 14°3179	16 58 32	+ 14 16	4.8	V	IIIa ! DIIIa ! !
621	61 c Herculis	16 59 55	+ 35 33	6.5	D	IIIa !
622	R Ophiuchi	17 2 1	− 15 58	var.	D	IIIa ! !
623	DM + 40°3100	17 3 45	+ 40 10	9.3	E	IIIa ! ! !
624	37 Ophiuchi	17 7 44	+ 10 43	5.8	V	IIIa !
625	α Herculis	17 10 4	+ 14 31	var.	V	IIIa!!! DIIIa !
626	DM + 45°2511	17 11 33	+ 45 18	8.0	E	IIIa ! !
627	DM + 2°3296	17 14 43	+ 2 16	7.0	V	IIIa!! DIIIa!!!
628	DM + 19°3282	17 15 15	+ 19 23	8.5	V	IIa? IIIa
629	DM + 27°2790	17 15 25	+ 27 23	7.1	E	IIIa ! !

Nr.	Bezeichnung	AR 1900.0			Decl. 1900.0		Grösse	Quelle	Spectralclasse
630	DM + 18°3351	17^h	15^m	55^s	+ 18°	11′	5.5	V	IIIa!
631	74 Herculis	17	17	32	+ 46	20	5.5	D	IIIa
632	DM + 9°3375	17	17	48	+ 9	50	8.6	V	IIIa?
633	DM + 17°3241	17	21	26	+ 17	0	6.2	V	IIIa!! DIIIa!!
634	DM + 8°3418	17	22	58	+ 8	31	7.3	V	IIIa!! DIIIa!
635	202 Schj.	17	23	50	— 19	24	8.5	D	IIIb!
636	DM + 71°841	17	24	52	+ 71	57	6.8	D	IIIa!; EIIIa!
637	DM + 19°3338	17	26	59	+ 19	56	6.5	V	IIIa (IIa)
638	DM + 14°3270	17	27	52	+ 14	28	7.0	V	IIIa (IIa)
639	DM + 14°3279	17	29	11	+ 14	55	6.2	V	IIIa!! DIIIa!!
640	DM + 48°2538	17	33	3	+ 48	55	8.8	E	IIIa!!
641	DM + 31°3075	17	36	11	+ 31	15	6.5	D	IIIa
642	DM + 46°2347	17	36	26	+ 46	13	8.3	E	IIIa!!
643	205 Schj.	17	39	4	— 18	37	8.5	D	IIIb
644	DM + 29°3095	17	39	8	+ 29	42	7.8	E	IIIa!!
645	W_1 17^h794	17	42	27	— 3	37	8.0	D	IIIa!
646	DM + 28°2835	17	43	53	+ 28	49	8.2	E	IIIa!!
647	DM + 36°2942	17	44	28	+ 36	35	6.5	D	IIIa!
648	DM + 20°3578	17	45	20	+ 20	40	7.2	E	IIIa!
649	DM + 20°3579	17	45	28	+ 20	57	7.5	E	IIIa!!
650	DM + 20°3580	17	45	43	+ 20	53	7.3	E	IIIa!
651	DM + 45°2602	17	45	57	+ 45	44	8.2	E	IIIa!!
652	DM + 4°3541	17	47	3	+ 4	31	7.0	V	IIIa
653	DM — 1°3413	17	47	13	— 1	23	7.8	E	IIIa!!!
654	DM — 2°4482	17	47	52	— 2	33	7.5	E	IIIa!!!
655	DM + 0°3820	17	52	12	+ 0	13	8.7	V	IIIa
656	DM — 1°3426	17	52	36	— 1	46	8.4	E	IIIa
657	DM + 15°3309	17	53	32	+ 15	26	7.3	V	IIIa
658	DM + 14°3375	17	53	50	+ 14	37	7.8	V	IIa? IIIa
659	DM + 17°3401	17	56	5	+ 17	7	7.5	V	IIIa!
660	DM + 14°3387	17	56	34	+ 14	8	7.3	V	IIIa!
661	DM + 19°3509	17	59	1	+ 19	33	7.0	V	IIIa! DIIIa
662	DM + 16°3356	18	0	33	+ 16	55	7.0	V	IIIa
663	98 Herculis	18	1	49	+ 22	13	5.2	D	IIIa!!
664	DM + 6°3627	18	2	31	+ 6	32	7.5	V	IIIa!! DIIIa!
665	DM + 15°3363	18	2	49	+ 15	15	7.4	V	IIa? IIIa
666	DM + 43°2890	18	3	47	+ 43	26	8.0	D	IIIa!!
667	Holden 144	18	4	10	— 11	44	6.8	E	IIIa
668	DM + 41°2988	18	4	42	+ 41	42	7.0	D	IIIa
669	DM + 42°3007	18	4	50	+ 42	12	8.9	E	IIIa!!!
670	DM + 6°3639	18	4	51	+ 6	12	7.0	V	IIIa
671	DM + 5°3634	18	6	50	+ 5	27	8.2	E	IIIa!!
672	104 A Herculis	18	8	8	+ 31	23	5.0	D	IIIa!
673	DM — 2°4578	18	9	24	— 2	38	7.8	E	IIIa
674	DM + 2°3547	18	11	4	+ 2	21	6.3	V	IIIa!! DIIIa!!
675	Holden 55	18	12	30	— 18	32	8.0	E	IIIa?
676	Holden 155	18	12	42	— 13	29	9.0	E	IIIb?

Nr.	Bezeichnung	AR 1900.0	Decl. 1900.0	Grösse	Quelle	Spectralclasse
677	DM + 17°3520	18h 13m 31s	+ 17° 56′	7.6	E	IIIa ! ! !
678	DM + 14°3486	18 14 32	+ 14 32	7.5	V	IIIa (IIa)
679	DM + 49°2782	18 18 59	+ 49 4	5.1	D	IIIa !
680	DM + 31°3272	18 24 3	+ 31 8	7.7	E	IIIa ! !
681	DM + 7°3724	18 26 4	+ 8 0	7.6	V	IIIa
682	DM + 25°3545	18 26 13	+ 25 7	9.0	E	IIIa ! ! !
683	DM + 4°3779	18 26 27	+ 4 19	9.5	E	IIIb ?
684	DM — 14°5099	18 26 59	— 14 56	5.8	E	IIIa !
685	DM + 4°3785	18 27 42	+ 4 13	7.5	V	IIIa
686	DM + 36°3168	18 28 52	+ 36 56	8.5	D	IIIb !
687	DM + 4°3797	18 30 22	+ 4 52	8.5	V	IIIa
688	DM — 7°4633	18 31 39	— 7 41	9.0	E	IIIb ! !
689	DM + 11°3526	18 32 5	+ 11 44	8.9	V	IIa? IIIa
690	DM + 6°3859	18 32 7	+ 6 20	7.5	V	IIa? IIIa
691	DM + 8°3780	18 33 36	+ 8 44	8.6	E	IIIa ! ! !
692	DM + 39°3476	18 34 48	+ 39 35	6.5	D	IIIa ! !
693	DM — 19°5134	18 37 0	— 19 23	6.5	E	IIIa ! ! !
694	DM — 1°3544	18 37 21	— 1 24	8.2	E	IIIa
695	DM + 36°3243	18 39 21	+ 36 52	7.5	D	IIIb ! !
696	T Aquilae	18 40 56	+ 8 38	var.	V	IIIa !
697	219 Schj.	18 44 ~~20~~	— 8 1	8.0	D	IIIb ! !
698	DM + 46°2563	18 48 24	+ 46 38	8.3	E	IIIa ! ! !
699	DM + 40°3512	18 50 4	+ 40 52	6.8	D	IIIa !
700	δ² Lyrae	18 51 0	+ 36 46	4.5	D	IIIa ! !
701	DM + 42°3189	18 51 22	+ 42 24	8.5	E	IIIa ! ! !
702	R Lyrae	18 52 17	+ 43 49	var.	D	IIIa ! ! !
703	Birm. 473	18 52 27	+ 0 19	9.2	E	IIIb ?
704	222 Schj.	18 53 58	+ 14 14	9.0	V	IIIb ! D IIIb !
705	DM + 47°2727	18 55 17	+ 47 17	8.2	E	IIIa ! ! !
706	DM + 40°3555	18 55 31	+ 40 33	6.9	D	IIIa !
707	DM + 22°3549	18 55 45	+ 22 41	6.5	D	IIIa
708	222c Schj.	18 59 4	— 5 50	7.3	D	IIIb ! !
709	DM + 1°3880	19 0 1	+ 1 28	8.8	E	IIIa ! !
710	DM + 30°3409	19 1 6	+ 30 35	6.5	D	IIIa
711	R Aquilae	19 1 34	+ 8 5	var.	V	IIIa? D IIIa ! !
712	DM — 1°3657	19 2 17	— 1 17	7.5	V	IIIa !
713	DM + 1°3899	19 3 10	+ 1 9	7.5	V	IIIa
714	DM + 30°3429	19 4 13	+ 30 28	7.8	E	IIIa
715	—	19 6 13	— 14 45	7.0	E	IIIa ?
716	R Sagittarii	19 10 49	— 19 29	var.	D	IIIa ! !
717	DM + 3°3954	19 10 51	+ 3 8	9.4	E	IIIa
718	DM + 18°4011	19 11 9	+ 18 21	6.3	V	IIIa
719	DM — 1°3702	19 12 53	— 1 12	8.6	V	IIIa
720	DM + 30°3497	19 12 53	+ 30 58	8.0	E	IIIa ! !
721	Holden 179	19 13 25	— 16 5	6.8	E	IIIb ! ! !
722	DM + 22°3660	19 15 6	+ 22 23	7.7	D	IIIa !
723	DM + 9°4075	19 16 26	+ 9 38	8.0	E	IIIa ! !

Nr.	Bezeichnung	AR 1900.0	Decl. 1900.0	Grösse	Quelle	Spectralclasse
724	DM + 17°3940	19h 17m 14s	+ 17° 28′	9.5	V	IIIb! ; D IIIa!!
725	DM + 35°3598	19 20 15	+ 35 59	7.5	D	IIIa!
726	DM + 2°3883	19 20 34	+ 3 0	9.0	E	IIIa
727	DM + 49°2999	19 21 56	+ 50 2	7.5	E	IIIa!!!
728	λ Urs. min.	19 22 32	+ 88 59	6.5	D	IIIa
729	α Vulpeculae	19 24 33	+ 24 28	4.2	D	IIIa!
730	229 Schj.	19 25 5	+ 76 22	6.5	D	IIIb!!!
731	DM + 2°3904	19 25 10	+ 2 42	6.9	V	IIIa
732	DM + 45°2906	19 25 31	+ 45 49	8.6	E	IIIb*
733	DM + 30°3613	19 28 2	+ 30 0	8.1	E	IIIa
734	DM + 4°4152	19 28 11	+ 4 49	7.2	V	IIIa? D IIIa
735	228 Schj.	19 28 35	— 16 35	7.0	D	IIIb!!!
736	DM + 5°4190	19 28 50	+ 5 15	6.9	D	IIIa!!; V IIa
737	DM + 48°2914	19 30 56	+ 49 3	6.5	D	IIIa!!
738	DM + 25°3884	19 31 3	+ 25 47	8.2	E	IIIa!!
739	DM + 14°3970	19 31 29	+ 14 17	7.7	V	IIa? IIIa
740	DM + 33°3516	19 32 23	+ 33 32	8.1	E	IIIa!!!
741	R Cygni	19 34 8	+ 49 59	var.	D	IIIa!
742	DM + 54°2187	19 35 18	+ 54 44	7.5	E	IIIa!!!
743	DM + 69°1058	19 35 47	+ 69 35	8.0	D	IIIa!
744	DM + 32°3522	19 37 7	+ 32 23	8.0	D	IIIb!!
745	Holden 181	19 37 24	— 14 28	8.0	E	IIIa?
746	DM + 42°3419	19 37 27	+ 42 51	6.7	D	IIIa
747	DM + 4°4210	19 39 36	+ 4 45	7.5	V	IIIa
748	DM + 55°2245	19 39 52	+ 55 14	6.8	D	IIIa!!
749	DM + 12°4060	19 39 57	+ 12 59	7.4	V	IIIa
750	DM + 12°4061	19 39 57	+ 13 1	8.6	V	IIIa
751	DM + 18°4216	19 40 5	+ 18 21	7.0	V	IIIa
752	DM + 41°3469	19 40 25	+ 41 32	6.0	D	IIIa
753	DM + 34°3691	19 40 45	+ 34 10	7.0	E	IIIa!!
754	DM + 40°3866	19 41 26	+ 40 29	6.3	D	IIIa
755	δ Sagittae	19 42 56	+ 18 17	4.0	V	IIIa!!; D IIIa!!
756	Birm. 515	19 43 53	+ 22 31	7.0	E	IIIa!
757	S Vulpeculae	19 44 18	+ 27 2	var.	D	IIIa
758	χ Cygni	19 46 44	+ 32 40	var.	D	IIIa!!!
759	—	19 46 45	+ 14 45	9.8	E	IIIb
760	19 Cygni	19 47 1	+ 38 28	5.5	D	IIIa!
761	DM + 37°3636	19 47 11	+ 37 34	7.0	D	IIIa!
762	DM + 22°3840	19 48 11	+ 22 12	8.0	E	IIIa!!!
763	DM + 9°4312	19 49 48	+ 9 30	7.5	V	IIa? IIIa
764	DM + 49°3132	19 50 55	+ 49 20	8.1	E	IIIa!!!
765	DM + 43°3425	19 53 59	+ 43 59	8.2	D	IIIb!!
766	13 Sagittae	19 55 32	+ 17 14	5.8	V	IIIa!; D IIIa!!
767	DM + 17°4185	19 55 37	+ 17 20	7.5	V	IIIa!
768	DM + 51°2734	19 57 15	+ 51 53	7.3	E	IIIa!!!
769	DM + 20°4394	19 58 26	+ 20 46	9.4	E	IIIb
770	—	19 58 28	+ 30 33	9.2	E	IIIb?

Nr.	Bezeichnung	AR 1900.0			Decl. 1900.0		Grösse	Quelle	Spectralclasse
771	h 1470	20^h	0^m	13^s	+ 38°	4′	8.0	E	IIIa !
772	DM + 27°3612	20	0	14	+ 20	20	7.8	E	IIIb*
773	64 e Draconis	20	0	25	+ 64	33	5.0	D	IIIa !
774	DM + 36°3852	20	0	46	+ 36	32	8.7	E	IIIa ! ! !
775	DM + 15°4040	20	0	50	+ 25	13	6.0	V	IIIa ?
776	DM + 25°4097	20	1	37	+ 15	19	7.8	E	IIIa ?
777	DM + 27°3612	20	1	41	+ 27	51	7.8	E	IIIa !
778	69 Draconis	20	2	25	+ 76	12	6.0	D	IIIa
779	DM + 16°4153	20	3	34	+ 16	23	6.5	V	IIIa ! D IIIa !
780	DM + 67°1226	20	4	28	+ 67	44	7.0	D	IIIa
781	DM + 27°3631	20	5	32	+ 28	2	8.2	E	IIIa ! !
782	DM + 14°4209	20	5	54	+ 14	15	7.5	V	IIIa
783	DM + 5°4436	20	6	16	+ 5	58	7.9	E	IIIa ! ! !
784	DM + 47°3031	20	6	25	+ 47	33	9.3	D	IIIb !
785	DM + 8°4369	20	6	31	+ 8	26	7.5	V	IIIa
786	DM + 5°4441	20	6	32	+ 5	47	7.8	E	IIIa !
787	DM + 35°4002	20	6	38	+ 35	39	9.5	D	IIIb ! !
788	S Aquilae	20	7	2	+ 15	19	var.	V	IIIa ?
789	DM + 7°4398	20	7	9	+ 7	23	7.2	V	IIIa !
790	DM + 8°4376	20	8	18	+ 8	49	8.5	V	IIIa !
791	DM + 15°4096	20	9	0	+ 15	58	6.8	V	IIIa
792	DM + 38°3957	20	9	46	+ 38	26	8.2	D	IIIb
793	DM + 49°3225	20	9	53	+ 49	9	8.7	E	IIIa ! ! !
794	238 Schj.	20	11	15	— 21	37	7.4	D	IIIb !
795	—	20	13	13	+ 49	38	9.5	E	IIIb
796	DM + 0°4477	20	13	52	+ 0	17	8.9	V	IIIa
797	DM + 42°3670	20	14	2	+ 42	25	6.5	E	IIIa !
798	DM + 33°3846	20	14	3	+ 33	47	7.8	E	IIIa ! ! !
799	DM + 12°4289	20	14	48	+ 12	56	5.6	V	IIa ? IIIa
800	DM + 37°3876	20	14	52	+ 37	9	9.5	E	IIIb
801	DM + 72°945	20	15	39	+ 72	18	7.0	D	IIIa
802	U Cygni	20	16	30	+ 47	35	var.	D	IIIb
803	DM + 36°4028	20	17	47	+ 36	36	9.5	E	IIIb
804	DM + 37°3903	20	17	57	+ 37	13	9.4	E	IIIb !
805	DM — 0°3991	20	18	10	— 0	47	7.3	V	IIIa
806	DM + 68°1121	20	19	38	+ 68	34	6.0	D	IIIa ! !
807	DM + 15°4152	20	19	58	+ 15	49	7.3	V	IIIa (IIa)
808	DM + 48°3108	20	20	3	+ 48	29	8.1	E	IIIa ?
809	DM + 7°4463	20	20	13	+ 7	23	8.8	E	IIIa ! ! !
810	DM + 9°4526	20	20	55	+ 9	45	6.5	V	IIIa (IIa)
811	DM + 11°4276	20	24	4	+ 11	45	8.9	E	IIIa !
812	DM + 39°4208	20	24	50	+ 39	37	9.2	E	IIIb*
813	DM + 15°4172	20	24	33	+ 15	56	8.3	V	IIIa ! ! ! ; D IIIa ! !
814	DM + 37°3946	20	24	47	+ 37	28	8.4	E	IIIa ! ! !
815	DM + 27°3755	20	24	50	+ 27	31	8.5	E	IIIa !
816	DM + 33°3922	20	25	41	+ 33	30	8.7	E	IIIa ! !
817	—	20	26	7	+ 0	29	9.4	V	IIIa

Nr.	Bezeichnung	AR 1900.0	Decl. 1900.0	Grösse	Quelle	Spectralclasse
818	DM + 0°4524	20h 26m 17s	+ 0° 27′	9.1	V	IIIa
819	DM + 15°4185	20 27 18	+ 15 36	8 5	V	IIIa
820	DM + 18°4525	20 27 37	+ 18 19	7.4	V	IIIa !
821	DM + 32°3850	20 27 37	+ 32 14	9.1	E	IIIa !
822	DM + 32°3852	20 27 46	+ 32 11	9.0	E	IIIa ! !
823	ω^3 Cygni	20 28 13	+ 48 53	5.9	D	IIIa !
824	G. C. 4591	20 30 23	+ 27 58	9.3	E	IIIa ! ! !
825	DM + 16°4315	20 31 39	+ 16 28	7.0	V	IIIa (IIa)
826	DM + 0°4558	20 33 11	+ 0 40	8.3	V	IIIa ?
827	DM + 17°4370	20 33 21	+ 17 55	7.0	V	IIIa ! ! ! ; D IIIa ! ! !
828	DM + 41°3836	20 34 43	+ 41 43	7.8	E	IIIa ! !
829	DM + 68°1140	20 36 6	+ 68 14	8.8	E	IIIb
830	DM + 12°4437	20 37 36	+ 12 16	7.4	V	IIIa
831	V Cygni	20 38 5	+ 47 47	var.	D	IIIb !
832	S Delphini	20 38 28	+ 16 44	var.	V	IIIa !
833	DM + 17°4401	20 40 53	+ 17 44	6.8	V	IIIa ! ! ; D IIIa ! ! !
834	DM + 55°2462	20 41 47	+ 56 8	6.0	D	IIIa !
835	3 Aquarii	20 42 28	— 5 24	4.8	D	IIIa ! !
836	DM + 45°3271	20 43 7	+ 45 39	8.8	E	IIIb *
837	DM + 27°3873	20 44 4	+ 27 52	7.9	E	IIIa ! ! !
838	DM — 1°4057	20 44 9	— 0 56	6.8	V	IIIa ! ! ; D IIIa ! !
839	DM + 22°4203	20 44 25	+ 22 37	8.0	D	IIIa ! !
840	DM + 57°2243	20 44 35	+ 58 3	6.7	D	IIIa
841	T Aquarii	20 44 40	— 5 31	var.	E	IIIa ! ! !
842	DM + 50°3209	20 46 23	+ 50 24	7.3	E	IIIa !
843	DM + 49°3386	20 46 29	+ 49 45	6.8	D	IIIa !
844	DM + 8°4553	20 47 3	+ 8 24	7.0	V	IIa ? IIIa
845	DM + 13°4548	20 47 6	+ 13 32	7.3	V	IIa ? IIIa
846	DM + 15°4297	20 52 32	+ 15 52	7.3	V	IIIa ! ! ; D IIIa ! !
847	DM + 45°3349	20 54 31	+ 46 5	8.1	E	IIIa ?
848	DM + 3°4476	20 54 42	+ 3 53	8.8	V	IIIa
849	DM + 18°4675	20 55 54	+ 18 57	5.9	V	IIIa ! ! ; D IIIa !
850	DM — 4°5337	20 56 26	— 4 32	7.3	E	IIIa ! ! !
851	DM + 15°4317	20 58 7	+ 15 35	6.9	V	IIIa
852	DM + 27°3952	20 58 8	+ 27 24	7.5	E	IIIa ! !
853	DM + 14°4518	20 58 20	+ 14 20	7.3	V	IIIa !
854	DM + 2°4294	20 58 38	+ 2 32	8.0	V	IIIa ?
855	DM + 44°3679	20 58 52	+ 44 24	6.8	E	IIIa
856	3 Equulei	20 59 35	+ 5 6	5.5	V	IIa ? IIIa
857	R Vulpeculae	20 59 56	+ 23 26	var.	D	IIIa
858	DM + 41°3993	21 1 3	+ 42 5	8.3	E	IIIa
859	DM — 0°4163	21 2 27	— 0 33	7.2	V	IIIa !
860	DM + 6°4754	21 3 33	+ 6 36	6.5	V	IIIa
861	DM + 23°4253	21 3 59	+ 23 42	8.2	E	IIIa ! ! !
862	DM + 44°3713	21 5 34	+ 44 51	9.0	E	IIIa ?
863	DM + 3°4514	21 6 1	+ 3 31	7.5	V	IIa ? IIIa

Nr.	Bezeichnung	AR 1900.0	Decl. 1900.0	Grösse	Quelle	Spectralclasse
864	DM + 6°4775	21^h 8^m 0^s	+ 6° 50′	9.0	V	IIIa ?
865	T Cephei	21 8 10	+ 68 5	var.	E	IIIa ! ! !
866	DM + 0°4681	21 8 46	+ 0 18	9.3	V	IIIa
867	DM — 6°5720	21 9 47	— 5 58	7.0	E	IIIa !
868	247 Schj.	21 10 14	+ 59 41	7.5	D	IIIa
869	Birm. 578	21 10 24	— 2 58	8.3	E	IIIa ?
870	DM + 18°4743	21 10 35	+ 18 12	7.5	V	IIIa ?
871	DM + 17°4546	21 13 46	+ 17 18	7.3	V	IIIa ?
872	9 Equulei	21 16 7	+ 6 57	6.0	V	IIIa !
873	DM + 48°3348	21 16 50	+ 48 56	8.2	E	IIIa ! ! !
874	DM — 6°5743	21 17 19	— 6 4	7.0	E	IIIa ! !
875	DM + 15°4404	21 18 26	+ 16 4	7.5	V	IIa ? IIIa
876	248b Schj.	21 18 39	+ 41 58	9.5	D	IIIb
877	DM + 7°4696	21 23 30	+ 7 46	6.5	V	IIIa
878	DM + 23°4319	21 23 44	+ 24 11	9.1	E	IIIa ! ! !
879	DM + 21°4555	21 24 25	+ 21 45	5.5	D	IIIa ! !
880	DM + 5°4790	21 24 36	+ 6 9	6.5	V	IIa ? IIIa
881	DM + 59°2383	21 24 40	+ 59 19	6.4	D	IIIa !
882	h 1650	21 24 50	+ 59 19	7.3	E	IIIa ! !
883	2 Pegasi	21 25 25	+ 23 12	4.5	D	IIIa !
884	DM + 17°4607	21 30 28	+ 17 53	9.3	V	IIIa ? IIIb
885	DM + 5°4824	21 31 16	+ 5 42	8.3	V	IIIa ?
886	DM + 44°3877	21 31 14	+ 44 56	6.7	D	IIIa ! ! !
887	DM — 4°5504	21 33 28	— 4 36	7.7	E	IIIa ! ! !
888	75 Cygni	21 36 15	+ 42 49	5.2	D	IIIa
889	S Cephei	21 36 29	+ 78 10	var.	D	IIIb !
890	7 Pegasi	21 37 16	+ 5 13	5.5	V	IIIa ! ! ; D IIIa !
891	249a Schj.	21 37 48	+ 35 3	6.2	D	IIIb ! ! !
892	DM + 45°3637	21 38 20	+ 45 19	6.2	E	IIIa ! !
893	251 Schj.	21 39 8	+ 37 34	7.8	D	IIIb !
894	μ Cephei	21 40 27	+ 58 19	var.	D	IIIa ! !
895	47 Capric.	21 40 58	— 9 44	6.7	E	IIIa ! !
896	254 Schj.	21 41 21	— 2 41	6.6	D	IIIa ! !
897	12 Cephei	21 44 28	+ 60 14	6.0	D	IIIa
898	DM + 0°4783	21 44 59	+ 0 30	9.5	V	IIIa
899	DM + 18°4881	21 49 29	+ 19 6	9.0	V	IIIa
900	DM + 17°4657	21 49 32	+ 17 32	7.5	V	IIIa
901	257 Schj.	21 51 31	+ 50 1	9.1	D	IIIb !
902	DM + 17°4665	21 52 33	+ 17 18	8.6	V	IIIa
903	DM + 78°768	21 53 17	+ 79 5	6.5	D	IIIa
904	DM + 62°2007	21 53 50	+ 63 9	5.7	D	IIIa !
905	Σ 2850	21 55 13	+ 23 28	7.5	E	IIIa ! ! !
906	DM + 79°721	21 55 53	+ 79 50	6.4	D	IIIa !
907	DM + 4°4791	21 58 25	+ 4 59	7.3	V	IIIa
908	DM + 27°4243	21 59 27	+ 27 52	7.7	D	IIIa ! !
909	DM + 14°4730	22 0 14	+ 14 20	6.6	V	IIIa ; D IIIa
910	ν Pegasi	22 0 38	+ 4 35	5.0	V	IIIa !

Nr.	Bezeichnung	AR 1900.0	Decl. 1900.0	Grösse	Quelle	Spectralclasse
911	18 Cephei	22^h 0^m 52^s	+ 62° 38′	5.9	D	IIIa!!
912	DM + 17°4693	22 2 43	+ 17 32	6.5	V	IIIa
913	DM — 2°5705	22 4 25	— 2 31	8.7	E	IIIa!
914	DM + 10°4701	22 5 45	+ 11 8	6.0	V	IIIa
915	DM + 31°4645	22 5 52	+ 31 48	7.1	E	IIIa!!!
916	DM — 0°4322	22 8 12	— 0 15	7.4	V	IIIa
917	DM + 12°4793	22 11 46	+ 12 27	7.5	V	IIIa (IIa)
918	Birm. 609	22 12 26	+ 4 39	7.8	E	IIIa?
919	DM + 16°4724	22 18 38	+ 17 9	7.5	V	IIa? IIIa
920	DM + 15°4642	22 19 41	+ 15 35	9.0	V	IIIa? IIIb
921	36 Pegasi	22 24 8	+ 8 37	5.8	V	IIIa
922	DM + 15°4665	22 27 16	+ 15 18	8.0	V	IIIa?
923	DM — 0°4383	22 29 31	+ 0 6	7.5	V	IIIa
924	DM + 12°4850	22 31 46	+ 12 39	7.2	V	IIIa
925	DM + 8°4906	22 32 27	+ 8 44	7.3	V	IIIa
926	DM + 56°2821	22 34 41	+ 56 17	6.0	D	IIIa!!!
927	DM + 39°4909	22 35 41	+ 40 9	7.2	E	IIIa!!!
928	DM + 5°5059	22 37 46	+ 6 8	8.4	V	IIIa!
929	DM + 4°4896	22 37 51	+ 4 26	7.0	V	IIIa
930	DM + 14°4868	22 42 9	+ 14 21	8.3	V	IIIa
931	DM + 9°5109	22 43 56	+ 10 1	8.2	V	IIIa
932	71 τ Aquarii	22 44 18	— 14 7	4.2	D	IIIa!
933	DM + 54°2865	22 44 34	+ 54 36	8.5	E	IIIb
934	DM + 40°4920	22 45 26	+ 40 30	9.1	E	IIIa!!!
935	DM + 4°4914	22 46 17	+ 4 15	8.7	V	IIIa?
936	λ Aquarii	22 47 24	— 8 7	3.6	D	IIIa!
937	DM + 16°4833	22 49 41	+ 16 24	7.0	V	IIIa!
938	DM + 8°4960	22 50 5	+ 8 56	8.0	V	IIa? IIIa
939	DM + 18°5067	22 50 8	+ 19 1	7.3	V	IIIa
940	DM + 32°4550	22 51 12	+ 33 8	8.0	E	IIIa!!
941	DM + 13°5024	22 52 2	+ 13 54	7.5	V	IIIa!
942	DM + 0°4955	22 56 10	+ 0 33	8.5	V	IIIa
943	DM + 31°4826	22 56 50	+ 32 4	7.4	E	IIIa!!
944	DM + 19°5048	22 57 2	+ 19 17	7.1	V	IIa? IIIa
945	β Pegasi	22 58 55	+ 27 32	var.	D	IIIa!!!
946	DM + 18°5105	23 1 16	+ 18 27	7.4	V	IIa? IIIa
947	R Pegasi	23 1 37	+ 10 0	var.	E	IIIa?
948	55 Pegasi	23 1 58	+ 8 52	5.2	V	IIIa!; DIIIa!
949	57 Pegasi	23 4 28	+ 8 8	5.3	V	IIIa!!; DIIIa!!
950	DM + 4°4975	23 6 12	+ 4 28	7.1	V	IIIa!!; DIIIa!!
951	DM + 52°3390	23 7 44	+ 52 17	8.2	E	IIIa!!!
952	φ Aquarii	23 9 9	— 6 35	4.1	D	IIIa!
953	DM + 5°5150	23 10 22	+ 5 38	7.5	V	IIa? IIIa
954	χ Aquarii	23 11 40	— 8 16	5.3	D	IIIa!!
955	8 Andromedae	23 13 6	+ 48 28	4.9	D	IIIa!!
956	Birm. 637	23 15 14	+ 22 33	6.3	E	IIIa
957	S Pegasi	23 15 30	+ 8 22	var.	V	IIIa

Nr.	Bezeichnung	AR 1900.0	Decl. 1900.0	Grösse	Quelle	Spectralclasse
958	DM + 19°5091	23h 16m 54s	+ 20° 6′	7.5	V	IIIa
959	DM — 0°4509	23 18 27	— 0 15	6.7	V	IIIa (IIa)
960	DM + 39°5073	23 18 47	+ 39 40	8.5	E	IIIa
961	DM + 40°5065	23 19 21	+ 41 4	6.5	D	IIIa
962	DM + 58°2586	23 19 23	+ 58 38	9.0	E	IIIb ?
963	Birm. 639	23 19 49	+ 61 3	8.4	E	IIIa ??
964	4 Cassiop.	23 20 23	+ 61 44	5.3	D	IIIa
965	{DM + 52°3440	23 20 57	+ 52 27	7.0	E	IIIa! } einer der
	{DM + 52°3446	23 21 40	+ 52 37	7.8	E	IIIa! } beiden
966	DM + 0°5004	23 24 25	+ 0 32	9.4	V	IIIa
967	DM + 51°3631	23 26 34	+ 51 51	7.3	E	IIIa!!
968	272 Schj.	23 27 29	+ 23 18	6.8	D	IIIa ?
969	71 Pegasi	23 28 28	+ 21 57	6.0	D	IIIa!!
970	DM + 20°5352	23 28 56	+ 20 18	6.0	E	IIIa!
971	DM + 7°5059	23 30 22	+ 7 58	6.5	V	IIIa.
972	77 Pegasi	23 38 18	+ 9 46	5.0	V	IIIa!; DIIIa
973	R Aquarii	23 38 39	— 15 50	var.	D	IIIa!
974	19 Piscium	23 41 17	+ 2 56	6.2	V	IIIb!!!; DIIIb!!!
975	DM + 27°4619	23 41 52	+ 27 52	7.0	E	IIIa!!!
976	DM + 7°5087	23 43 12	+ 7 38	8.2	V	IIa? IIIa
977	DM + 8°5127	23 46 15	+ 8 45	6.5	V	IIIa!
978	DM + 2°4725	23 46 50	+ 2 23	6.5	V	IIIa
979	DM + 0°5065	23 47 24	+ 0 31	9.2	V	IIIa?
980	φ Pegasi	23 47 24	+ 18 34	5.0	V	IIIa!!!; DIIIa!!
981	DM — 0°4585	23 49 40	— 0 27	6.2	V	IIIa!!!; DIIIa!!
982	DM + 7°5097	23 49 51	+ 7 50	8.1	V	IIIa
983	DM + 14°5074	23 50 47	+ 14 41	7.2	V	IIIa
984	R Cassiop.	23 53 19	+ 50 50	var.	E	IIIa!!!
985	DM — 1°4514	23 54 41	— 0 50	7.0	V	IIIa!
986	DM + 10°5018	23 54 44	+ 11 8	7.3	V	IIIa
987	DM + 19°5185	23 54 59	+ 19 30	9.1	E	IIIa!!!
988	DM — 1°4515	23 55 5	— 0 55	7.3	V	IIa? IIIa
989	DM + 12°5055	23 55 8	+ 12 55	8.3	V	IIIa?
990	DM + 0°5080	23 55 26	+ 0 30	9.2	V	IIIa?
991	DM + 59°2810	23 56 9	+ 59 48	7.8	D	IIIa?
992	30 Piscium	23 56 50	— 6 34	4.4	D	IIIa!!
993	DM + 7°5120	23 57 22	+ 7 50	8.5	V	IIa? IIIa
994	DM + 42°4824	23 59 17	+ 43 3	8.6	E	IIIb!

Anhang.

Litteraturverzeichniss.

Das folgende Verzeichniss enthält die Hauptanzahl der litterarischen Erscheinungen im Gebiete der coelestischen Spectralanalyse. Ausgeschlossen sind diejenigen Arbeiten, welche sich auf Specialuntersuchungen an der Sonne beziehen (Spectra von Flecken, Fackeln, Protuberanzen, Chromosphäre und Corona). Bei Arbeiten, die in mehreren Journalen gleichzeitig erschienen sind, sind die letzteren, soweit mir bekannt, angegeben; Referate sind häufig berücksichtigt, jedoch nicht diejenigen in den rein referirenden Zeitschriften (Beiblätter der Physik, Fortschritte der Physik), in denen Referate a priori erwartet werden können. In Bezug auf die Berücksichtigung kürzerer Arbeiten populärer Art, wie sie sich z. B. in »Nature« finden, ist kein strenges Princip massgebend gewesen. In einzelnen Fällen ist anstatt des wirklichen Titels der Arbeit nur eine kurze Inhaltsangabe gemacht. Eine gewisse Vollständigkeit ist angestrebt, wird aber natürlich besonders in den Grenzgebieten nicht erreicht worden sein, speciell also im ersten und letzten Abschnitte.

Das Verzeichniss zerfällt in 10 Abschnitte, in welchen die Arbeiten alphabetisch nach den Verfassern geordnet sind; die Arbeiten ein und desselben Verfassers innerhalb eines Abschnittes sind nicht weiter geordnet.

Die Abschnitte sind die folgenden:

1. Prismen, Gitter, Spectralapparate, Spectroskopische Optik.
2. Ultrarothes, sichtbares und ultraviolettes Sonnenspectrum.
3. Atmosphärische Absorption, tellurische Linien.
4. Planetenspectra.
5. Cometen- und Meteorspectra.
6. Nebelspectra.
7. Fixsternspectra.
8. Nordlicht- und Zodiakallichtspectrum.
9. Doppler'sches Princip, Linienverschiebungen.
10. Allgemeines, Theoretisches, Geschichtliches, Einzelwerke und fortlaufende Publicationen.

Erklärung der häufiger vorkommenden Citate.

Am. Jour. = The American Journal of science and arts, by B. Silliman etc.

Ann. Chim. et Phys. = Annales de Chimie et de Physique (Paris).

Arch. de Genève = Bibliothèque universelle de Genève. Archives des sciences physiques et naturelles.

Astr. Nachr. = Astronomische Nachrichten.

Atti della R. Accad. di Roma = Atti della R. Accademia dei Lincei (Roma).
Ber. aus Ungarn = Mathematische und Naturwissenschaftliche Berichte aus Ungarn.
Ber. d. Wiener Akad. = Sitzungsberichte der mathematisch-naturwissenschaftlichen Classe der K. Akademie der Wissenschaften, Wien.
Ber. d. K. Sächs. Ges. d. W. = Berichte über die Verhandlungen der K. Sächsischen Gesellschaft der Wissenschaften in Leipzig.
Ber. d. K. Akad. d. W. Berlin = Monatsberichte der K. Preussischen Akademie der Wissenschaften in Berlin.
Bull. de l'acad. R. Belg. = Académie Royale des sciences, des lettres et des beaux-arts de Belgique. Bulletins des séances de la classe des sciences.
Bull. de Moscou = Bulletin de la société impériale des naturalistes de Moscou.
Bull. Acad. St. Pétersbourg = Bulletin de l'académie impériale de St. Pétersbourg.
Bull. Soc. Vaud. = Bulletin de la société vaudoise des sciences naturelles. (Lausanne.)
Carls Rep. = Repertorium für Experimentalphysik von Carl, z. Z. von Exner.
Centralz. f. Opt. u. Mech. = Central-Zeitung für Optik und Mechanik (Leipzig).
Chem. Ber. = Berichte der Deutschen Chemischen Gesellschaft (Berlin).
Chem. News = The Chemical News and Journal of Physical Science (London).
C. R. = Comptes Rendus hebdomadaires des séances de l'académie des sciences.
Dinglers Jour. = Dinglers Polytechnisches Journal (Augsburg).
Götting. Nachr. = Nachrichten von der K. Gesellschaft der Wissenschaften und der Georgia-Augusta Universität in Göttingen.
Jour. de Phys. = Journal de physique théorique et appliquée (Paris).
Jour. Chem. Soc. = The Journal of the Chemical Society of London.
Jour. prakt. Chem. = Journal für praktische Chemie (Leipzig).
Jour. d. russ. phys.-chem. Gesellsch. = Journal der Physico-Chemischen Gesellschaft in St. Petersburg.
Jour. Franklin Inst. = The journal of the Franklin Institute (Philadelphia).
Mem. Spettr. Ital. = Memorie della società degli spettroscopisti Italiani.
Monthly Not. = Monthly Notices of the Royal Astronomical Society.
Münchener Abh. = Abhandlungen der Münchener Akademie der Wissenschaften.
Münch. Ber. = Sitzungsberichte der mathematisch-physikalischen Classe der K. Bayrischen Akademie der Wissenschaften zu München.
Nat. = Nature, a weekly illustrated journal of science.
Phil. Mag. = The London, Edinburgh and Dublin philosophical magazine and journal of science.
Phil. Trans. = Philosophical Transactions of the Royal Society of London.
Phys. med. Soc. Erlangen. = Sitzungsberichte der Physikalisch-Medicinischen Societät in Erlangen.
Pogg. Ann. = Annalen der Physik und Chemie (z. Z. von Wiedemann).
Proc. Cambridge Phil. Soc. = Proceedings of the Cambridge Philosophical Society.
Proc. Amer. Acad. = Proceedings of the American Academy of sciences and arts (Boston).
Proc. R. Soc. = Proceedings of the Royal Society of London.
Proc. R. Soc. Edinburgh = Proceedings of the Royal Society of Edinburgh.
Proc. Phys. Soc. = Proceedings of the Physical Society of London.
Rend. R. Accad. d. Sc. fis. e mat. Napoli = Rendiconto dell' accademia delle science fisiche et matematiche di Napoli.
Riv. Sc. = Rivista scientifico-industriale (Florenz).
Rep. Brit. Assoc. = Report of the meeting of the British Association for the advancement of science (London).
Scient. Amer. = Scientific American (New York).
Wien. Anz. = Anzeiger der K. Akademie der Wissenschaften (Wien).
Z. f. Instrum. = Zeitschrift für Instrumentenkunde (Berlin).
Z. f. Math. u. Phys. = Zeitschrift für Mathematik und Physik (Leipzig).
Z. f. Naturw. = Zeitschrift für Naturwissenschaften (Berlin).

1. Prismen, Gitter, Spectralapparate, spectroskopische Optik.

Airy, G. B. Account of the apparatus which has been used at the R. Obs. Greenwich for the observation of the spectra of stars. Monthly Not. 23, 188—191.
Aitken, J. A new variety of ocular spectroscope. Proc. R. Soc. of Edinburgh 29, 40—44.
Ames, J. S. The concav grating in theory and praxis. Phil. Mag. 27, 369—384.
Anderson, T. On a varying cylindrical lens. Proc. R. Soc. 1886, 41, 460—461.
Baily, W. A new automatic motion for the Spectroscope. Phil. Mag. (5) 5, 100—104.
—— The spectra formed by curved diffraction gratings. Proc. Phys. Soc. 5, 181—185; Phil. Mag. (5) 15, 183—187; Jour. de Phys. (2) 3, 152—154; Chem. News 47 (1883) 54.
—— On a theorem relating to curved diffraction gratings. Phil. Mag. (5) 22, (1886), 47—49.
Bell, L. Rain-band Spectroscope. Am. Jour. (3) 30, 347.
Blake, J. M. Notes on diffraction gratings. Am. Jour. (3) 8, 33—39.
Blaserna, P. Déplacement des raies du spectre sous l'action de la température du prisme. Arch. de Genève (2), 41, 429—430; Pogg. Ann. 143, 655—656; Jour. Chem. Soc. (2) 10, 118; Phil. Mag. (4) 43, 239—240.
Block. Beiträge zur Theorie der Lichtbrechung in Prismensystemen. Dorpat, 1873.
Bohn, C. Selbstleuchtendes Fadenkreuz. Z. f. Instrum. 2, 12—13.
Brackett, F. Bemerkung über die Littrow'sche Form des Spectroskopes. Am. Jour. 24, 60—62.
Branly. Ueber die Gleichung für ein ebenes Gitter. Jour. de Phys. (2) 5, 73—76.
Braun, C. Ueber ein verbessertes Prisma à vision directe. Ber. aus Ungarn 1, 197—200; Z. f. Instrum. 7, 399—400.
Browning, J. On a bright cross micrometer for measuring the position of lines in a faint spectrum. Monthly Not. 30, 71—72.
—— Note on the use of compound prisms. Monthly Not. 31, 203—205; 32, 211—233; 33, 410.
—— A tele-spectroscope for solar observations. Monthly Not. 32, 214—215.
—— A Spectrometer. Monthly Not. 33, 411.
Brunn, J. Protuberanzspectroskop mit excentrischer bogenförmiger Spaltvorrichtung. Z. f. Instrum. 1, 281—282.
Camphausen, L. Die cylindrische Linse im Spectroskope. Als Manuscript gedruckt.
—— Ueber die Verbindung des Sonnenspectroskopes mit einem Prisma vor dem Objectivglase des Fernrohrs oder zwischen Objectivglas und Spalt. Köln, 1872.
Capron, J. R. Photographed Spectra. 136 photographs of spectra. London, 1877.
Champion, P., Pellet, H. et Grenier, M. De la spectrométrie, spectromètre. Paris, 1873; C. R. 76, 707—711; Jour. Chem. Soc. (2) 11, 934.
Chapman, E. J. Note on spectroscopic scales. Proc. and Trans. R. Soc. Canada. Sect. III, 55—56.
Christie, W. H. M. The magnifying power of the half-prism as a means of obtaining great dispersion, and on the general theory of the half-prism spectroscope. Proc. R. Soc. 26, 8—40.
—— Note on the curvature of lines in the dispersion spectrum, and the method of correcting it. Monthly Not. 34, 263—265.
Bemerkung hierüber von Simms, ibid. 34, 363—364.
Cooke, J. P. An improved spectroscope. Am. Jour. (2) 36, 266—267.
—— Construction of the spectroscope. Am. Jour. (2) 90, 305; Phil. Mag. (4) 31, 110—119.
Cornu, A. Spectroscope destiné à l'observation des radiations ultra-violettes. Jour. de Phys. 8, 185—193.
—— Sur un spectroscope à grande dispersion. Séances de la Soc. franç. de Phys. 1882. 165—170; Am. Jour. (3) 25, 469; Jour. de Phys. 12, 53—57; Z. f. Instrum. 3, 17.

Crova, A. Sur les phénomènes d'interférence produits par les réseaux parallèles, interférence spectromètre. C. R. 72, 855—858; 74, 932—936; Ann. Chim. et Phys. (5) 1, 407—432.
—— Etude des aberrations des prismes et de leur influence sur les observations. spectroscopiques. Ann. Chim. et Phys. (5) 22, 515—543.
Cruls. Ueber die Anwendung eines doppeltbrechenden Glases bei gewissen Beobachtungen der Spectralanalyse. C. R. 96, 1293—1294.
Demarçay, E. Ueber einige praktische spectroskopische Methoden. C. R. 99, 1022—1024.
Ditscheiner, L. Krümmung der Spectrallinien. Ber. d. Wiener Akad. 51 II, 341, 368—383.
—— Notiz zur Theorie der Spectralapparate. Pogg. Ann. 129, 336.
—— Bei der kleinsten Breite des Spectrums haben die Linien die geringste Krümmung in dem Spectralapparat. Pogg. Ann. 129, 337.
Draper, H. On diffraction Spectrum Photography. New Haven, 1873.
Draper, J. W. On a new form of spectrometer. Am. Jour. (3) 18, 30—34; Phil. Mag. (5) 7, 313—316.
Dujardin, F. Appareil destiné à observer les raies noires du spectre solaire. C. R. 8, 253.
Dutirou. Mémoire sur la détermination des indices de réfraction de sept raies de Fraunhofer dans une série nombreuse de verres. Ann. Chim. et Phys. (3) 28 (1850) 176.
Emsmann, H. Ein Spectroskop à vision directe mit nur einem Prisma. Pogg. Ann. 150, 636.
Erck, W. Improvements in a solar spectroscope made by Mr. Grubb for Prof. Young. Monthly Not. 38, 331—332.
Esselbach. Eine Wellenlängenmessung im Spectrum jenseits des Violetts. Pogg. Ann. 98, 513.
Ferrini, R. Minimum oder Maximum der Ablenkung eines homogenen Strahles durch ein gegebenes homogenes Prisma. Riv. Sc. 11, 493—504.
Fraunhofer, J. von. Bestimmung des Brechungs- und Farbenzerstreuungs-Vermögens verschiedener Glasarten in Bezug auf die Vervollkommnung achromatischer Fernröhre. Denkschriften d. k. Acad. der Wissenschaften zu München für die Jahre 1814 und 1815. Band V, 193—226 mit drei Kupfertafeln, München, 1817.
Freyberg, J. Ueber ein verbessertes Spectrometer. Z. f. Instrum. 5, 345—347.
Fuchs, F. Interferenzspectrometer. Z. f. Instrum. 1, 326—329.
Garbe, P. Modification au collimateur des spectroscopes. Soc. Franç. de Phil. 1883, 1—2.
—— Ueber ein Spectroskop mit geneigtem Spalt. C. R. 96, 836—837.
Gassiot, J. P. A direct-vision compound prism by Merz; with dispersion almost double that of flint glass. Proc. R. Soc. 24, 33.
—— Description of a large spectroscope. Proc. R. Soc. 12 (1863) 536—538.
—— Spectroscope with eleven Prisms. Phil. Mag. (4) 28, 69.
Gibbs, W. A new form of spectroscope. Am. Jour. (2) 35, 110—111.
Glan, P. Ueber ein Spectroskop. Astr. Nachr. 97, 65—68.
—— Ein Spectroteleskop. Pogg. Ann., n. F. 9, 492.
Glazebrook, R. T. Curved diffraction gratings. Proc. Phys. Soc. 5, 243—253; Phil. Mag. (5) 15, 414—423; 16, 377—381; Am. Jour. (3) 26, 67; Jour. de Phys. (2) 3, 152—154.
—— Ueber Reflexion und Brechung des Lichtes. Proc. Cambridge Phil. Soc. 3, 329—339.
Gleichen, A. Ueber die Brechung des Lichtes in Prismen. Z. f. Math. u. Phys. 34, 161—176.
Gothard, E. v. Ein Spectroskop für Cometen- und Fixstern-Beobachtungen. Centralz. f. Opt. u. Mech. 4, 121.
—— Ueber ein neues Spectroskop. Ber. aus Ungarn 2 (1884) 263—265.

Gothard, E. v. Ein Spectroskop mit elektrischer Beleuchtung und ein Universalstativ für Telespectroskope. Centralz. f. Opt. u. Mech. 6, 1—3.

Gould, B. A. A star spectroscope. Proc. Amer. Acad. 8, 499.

Govi, G. Spettroscopio a visione diretta, senza prisma ni reticoli. Rend. R. Accad. d. Sc. fis. e mat. Napoli 24, 139—141.

Grubb, T. Improvement of the spectroscope. Chem. News 29, (1874) 222.

Hartley, W. N. Methode um schwache Linien in Beugungsspectren zu beobachten. Nat. 30, 470.

Hasselberg, B. Ueber die Anwendung von Schwefelkohlenstoffprismen zu spectroskopischen Untersuchungen von hoher Präcision. Pogg. Ann. 27, 415—436.

Hepperger, J. v. Ueber die Verschiebung der Vereinigungspunkte der Strahlen beim Durchgange eines Strahlenbündels monochromatischen Lichtes durch ein Prisma mit gerader Durchsicht. Wien. Anz. 1885, 56—57.

—— Ueber Krümmungsvermögen und Dispersion von Prismen. Wien. Anz. 1885, 109—110.

Herschel, A. Neues Spectroskop. Am. Jour. (2) 39, 232.

Hofmann, J. G. Nouveau modèle de prisme pour un spectroscope à vision directe. C. R. 79, 581.

Hoorweg, J. L. Der Gang der Lichtstrahlen durch ein Spectroskop. Pogg. Ann. 154, 423—444.

Hüfner, G. Vereinfachung des Spectralapparates. Carls Rep. 15, 116—118.

Huggins, W. Description of a hand spectrum-telescope. Proc. R. Soc. 16, 341; Pogg. Ann. 136, 167.

Hutchins, C. C. A new photographic spectroscope. Am. Jour. 34, 58—59.

Janssen. Note sur trois spectroscopes. C. R. 575—578.

Jettmar, M. Ritter v. Studien über die Strahlenbrechung im Prisma. Progr. d. Staatsgymn. in Marburg 1883.

—— Zur Strahlenbrechung im Prisma. Progr. d. Staatsgymn. in Marburg 1885.

Kirchhoff, G. und Bunsen, R. Spectral-Apparat. Pogg. Ann. 110, 162; Jour. prakt. Chem. 85, 65, 74.

Klerker, C. E. de. Recherches sur la dispersion prismatique de la lumière. Stockholm 1882; 2. Theil. Acad. des sciences de Suède 1883; C. R. 97, 707.

Konkoly, N. v. Illumination of spectroscope micrometer. Monthly Not. 44, 250.

—— Ein sehr einfacher und wirksamer Spectralapparat. Centralz. f. Opt. u. Mech. 4, 76—77; Z. f. Instr. 3, 324; Ber. aus Ungarn 1, 134.

—— Ein kleines Universalspectroskop. Z. f. Instrum. 1, 273.

—— Sternspectralapparat in Verbindung mit einem Colorimeter. Centralz. f. Opt. u. Mech. 2, 1—2; 3, 64.

—— Ein neuer Reversionsspectralapparat. Centralz. f. Opt. u. Mech. 4, 122—124; Ber. aus Ungarn 1, 128—133.

—— Ueber ein Spectroskop à vision directe. Centralz. f. Opt. u. Mech. 8, 1—3.

—— Siderospectrograph. Centralz. f. Opt. u. Mech. 9, 25—27.

—— Ein einfacher Apparat zum Ablesen der Spectrallinien an photographirten Spectren. Centralz. f. Opt. u. Mech. 8, 241—242.

Krajewitsch, K. Neue Herleitung für die Minimum-Ablenkung des Prismas. Journ. d. russ. phys.-chem. Gesellsch. 16, 8.

Krüss, H. Ueber Spectralapparate mit automatischer Einstellung. Z. f. Instrum. 5, 181—191.

—— Automatisches Spectroskop mit festem Beobachtungsfernrohr. Z. f. Instrum. 8, 388—392.

—— Spectralapparat mit symmetrischer Bewegung der Schneiden. Carls Rep. 18, 217—218.

Krüss, G. Einfluss der Temperatur auf spectralanalytische Beobachtungen. Chem. Ber. 17, 2732—2739.

Kurz, A. Der das Prisma durchsetzende Strahlenbüschel. Carls Rep. 19, 557—559.

Langley, S. P. Nouvelle méthode spectroscopique. C. R. 84, 1145—1147.
—— Use of the spectro-bolometer. Am. Jour. (3) 21, 187; 24, 395; 25, 170; 27, 169; 30, 477.
Laurent. Ueber das Thollon'sche Spectroskop. C. R. 88, 82—84.
Lettsom, W. G. On Dr. Steinheil's stellar spectroscope. Monthly Not. 24, 217.
Lippich, F. Ueber die Lichtstärke der Spectralapparate. Centralz. f. Opt. u. Mech. 2, 49—50; 61—62.
—— Vorschlag zur Construction eines neuen Spectralapparates. Z. f. Instrum. 4, 1—8.
Littrow, J. Ueber eine neue Einrichtung des Spectralapparates. Cosmos 21, 650; Am. Jour. (2) 35, 413.
Liveing, G. D. and Dewar, J. Geradsichtiges Spectroskop nach Thollons Angaben. Proc. R. Soc. 28, 482—483.
—— —— Use of a collimating eye-piece in spectroscopy. Proc. Cambridge Phil. Soc. 4, 336.
—— —— Note on a new form of direct-vision spectroscope. Proc. R. Soc. 41, (1886) 449—452.
Lockyer, N. J. A new form of spectroscope. Proc. R. Soc. 39, 416—417.
Lohse, O. Ueber einen rotirenden Spectralapparat. Z. f. Instrum. 1, 22—25.
Lommel, E. Die kleinste Ablenkung im Prisma. Pogg. Ann. 159, 329.
—— Spectroskop mit phosphorescirendem Ocular. Pogg. Ann., n. F. 20, 847.
Love, J. Ueber ein übergreifendes Spectroscop. Rep. Brit. Assoc. 1881, 564.
Mascart, E. Sur les réseaux métalliques de M. Rowland. Soc. franç. de Phys. (1882). 232—238; Jour. de Phys. (2) 2, 5—11.
—— Visibilité des rayons ultraviolets. C. R. 68, 402.
—— Spectres ultraviolets. C. R. 69, 337.
Medenhall, T. C. On the determination of the coefficient of expansion of a diffraction grating by means of the spectrum. Am. Jour. (3) 21, 230—232.
Merczyng. Zur Theorie der Diffraction des Lichtes an reflectirenden Gittern. Poln. Wissenschaftl. Jahrb. 3, 119—128.
—— Focale Eigenschaft der Diffractionsgitter. Jour. d. russ. phys.-chem. Gesellsch. 15, 92—102.
Merz, S. A small universal stellar spectroscope. Phil. Mag. (4) 41, 129—132.
Miller, F. Das Lang'sche Spectrometer. Carls Rep. 16, 250—251.
—— Ersatz der photographischen Scalen bei Spectroskopen. Z. f. Instrum. 2, 29—30.
Mousson, A. Spectral-Apparat. Pogg. Ann. 112, 428.
Mouton. Ueber die Gesetze der Dispersion. C. R. 88, 1189—1192.
Müller, G. Ueber den Einfluss der Temperatur auf die Brechung des Lichtes in einigen Glassorten, in Kalkspath und Bergkrystall. Publ. d. Astr. Obs. zu Potsdam 4, Nr. 16.
Müller, J. Eine Interferenz-Scala für das Spectroskop. Dinglers Jour. 199, 133—145.
—— Combination der Interferenz-Scala mit der photographischen Spectral-Scala. Dinglers Jour. 199, 268—271.
—— Photographie des durch ein Quarzprisma erhaltenen ultravioletten Theils des Spectrums. Pogg. Ann. 109, 157.
Osann. Ein sehr einfaches Spectroskop. Würzburger Z. S. 4, 1—6.
Pickering, E. C. Ueber den Lichtverlust in Prismen. Am. Jour. 45, 1868 May.
—— Comparative Efficiency of different Forms of Spectroscopes. Am. Jour. May 1868. Proc. Amer. Acad. III, 1876, 273—278.
Prazmowski. Spectroskop. Z. f. Instrum. 9, 106.
—— Photographie du spectre chimique. C. R. 79, 108.
Proctor, H. R. Measurement of faint spectra. Nat. 6, 534.
—— Glass reading-scale for direct-vision spectroscopes. Chem. News 27 (1873) 149; Nat. 6, 473.
Quincke, G. Optische Experimentaluntersuchungen über Beugungsgitter. Pogg. Ann. 146, 1—65.

Radau, R. Bemerkungen über Prismen. Pogg. Ann. 118, 452.

Rayleigh. On the manufacture and theory of diffraction gratings. Phil. Mag. (4) 47, 81—93, 193—205.

—— Optische Untersuchungen mit besonderer Beziehung auf das Spectroskop. Phil. Mag. (5) 8, 261—274, 403, 477; 9, 40.

—— On copying diffraction gratings. Phil. Mag. (5) 11, 196—205.

Resal, H. Sur la flexion des prismes. C. R. 102, 658—664; 719—722.

Respighi. Sullo spettroscopio obbiettivo. Atti della R. Acad. di Roma 1856, 2, 315—321.

Riccó, A. Combinazioni spettroscopiche a visione diretta. Z. f. Instrum. 2, 105; Mem. Spettr. Ital. 8, 21—34.

Robinson, T. R. Absorption of light by prisms. Observatory (1882) 53—54.

Rood, O. N. A convenient eye-piece micrometer for the spectroscope. Am. Jour. (3) 6, 44—45; Phil. Mag. (4) 46, 176.

Rowland, H. A. On concave gratings for optical purposes. Am. Jour. (3) 26, 87—98; Phil. Mag. (5) 16, 197—210; Z. f. Instrum. 4, 135—136; Jour. de Phys. (2) 3, 184.

—— Concave gratings for giving a diffraction spectrum. Nat. 27, 95.

—— Preliminary notice of the results accomplished in the manufacture and theory of gratings for optical purposes. Johns Hopkins Univ. Circular (1882) 248—249; Phil. Mag. (5) 13, 469—474; Nat. 26, 211—213; Am. Jour. (3) 24, 63; Observatory (1882), 224—228; Z. f. Instrum. 2, 304.

—— Remarks on »Curved diffraction gratings by Glazebrook«. Am. Jour. (3) 26, 214; Phil. Mag. (5) 16, 210; Jour. de Phys. (2) 3, 184—185.

Rutherfurd, L. M. Construction of the Spectroscope. Am. Jour. (3) 39, (1869), 129; Note von Ditscheiner in Ber. d. Wiener Akad. 52, II, 542, 563—568.

Schuster, A. An easy method of adjusting the collimator of a spectroscope. Proc. Phys. Soc. 3, 14—17; Phil. Mag. (5) 7, 95—98; Chem. News 38, 262.

Secchi. Le spectroscope stellaire. C. R. 65, 389.

—— Sur une nouvelle disposition propre à l'observation spectrale des petites étoiles etc. C. R. 69, 1053—57.

Sokoloff, A. Sur la théorie des réseaux courbes. Jour. d. russ. phys. chem. Gesellsch. 15, 293—305.

Sorby, H. C. The best form of compound prism for the spectrum microscope. Nat. 4, 511—512.

Soret, J. L. Spectroscop mit fluorescirendem Ocular. Pogg. Ann. Jubelband 407.

—— Sur les phénomènes de diffraction produits par les réseaux circulaires. Arch. de Genève (2) 52, 320—37; Pogg. Ann. 156, 99—113; Ann. Chim. et Phys. (5) 7, 409—24.

Spée. Sur les spectres de diffraction. Bull. de l'acad. R. Belg. (3) 12, 439—440.

Steinheil. Ueber Verbesserungen in der Construction der Spectralapparate. Münch. Ber. 1863, I 47—51.

—— Vorschläge zur Herstellung übereinstimmender Angaben. Pogg. Ann. 122, 167.

Stevens, W. L. A new form of reversible spectroscope. Am. Jour. (3) 23, 226—229.

Stokes, G. G. On a simple mode of eliminating errors of adjustment in delicate observations of compared spectra. Proc. R. Soc. 31, 470—473.

Stone, W. H. A new spectroscope. Nat. 20, 338.

Strutt, J. W. Preliminary note on the reproduction of diffraction gratings by means of photography. Proc. R. Soc. 20, 414—417; Phil. Mag. (4) 44, 392—394; Am. Jour. (3) 5, 216; Pogg. Ann. 152, 175—176.

Sundell, A. F. Selbstleuchtender Index im Spectroskop. Astr. Nachr. 102, 96; Z. f. Instrum. 2, 422.

Tait, P. G. A rotatory polarisation spectroscope of great dispersion. Nat. 22, 360—361.

Thollon, L. Ueber eine neue Prismenconstruction. C. R. 88, 80—82.
—— Ein neues Spectroskop mit gerader Durchsicht. C. R. 86, 329—331, 395—398.
—— Minimum der Dispersion von Prismen. C. R. 89, 93—96.
—— Spectroscopes à vision directe et à grande dispersion. Jour. de Phys. 8, 73—77.
—— Minimum du pouvoir de resolution d'un prisme. C. R. 92, 128—130.
—— Un nouveau spectroscope stellaire. C. R. 89, 749—752.
—— Nouveau spectroscope. Jour. de Phys. 7, 141—148.
—— Sur l'emploi de la lunette horizontale pour les observations de la spectroscopie solaire. C. R. 96, 1200—1202; Nat. 28, 24.
—— Sur un nouveau collimateur. C. R. 96, 642—643; Z. f. Instrum. 3, 180—181.

Valz. Description d'un nouveau spectromètre a vision directe rendu plus simple et moins dispendieux. C. R. 57, 69, 141, 298.

Vogel, H. C. Ueber ein Spectroskop zur Beobachtung lichtschwacher Sterne etc. Ber. d. K. Sächs. Ges. d. W. 1873, p. 538—562.
—— Vermischte Mittheilungen, betreffend Spectralapparate. Z. f. Instrum. 1, 19—22.

Vogel, H. W. Beschreibung eines höchst einfachen Apparates um das Spectrum zu photographiren. Pogg. Ann. 154, 306.

Voigt, W. Einfluss der Krümmung der Prismenflächen auf die Messungen der Brechungsindices. Z. f. Kryst. 4, 504—517.

Voit. Ueber Spectralapparate. Carls Rep. 1, 65—102.

Watts, W. M. On a new form of Micrometer for use in Spectroscopic Analysis. Proc. Phys. Soc. 1, 160; Pogg. Ann. 156, 313.

Weinhold, A. Eine vergleichbare Spectralscala. Pogg. Ann. 138, 417, 434.

Wernicke, W. Neues Flüssigkeitsprisma für Spectralapparate. Z. f. Instrum. 1, 353—357.

Wilson, W. E. Ein einfaches reflectirendes Spectroskop mit einem Gitter. Nat. 29, 167.

Winlock, J. Apparatus for recording the position of lines in the spectrum, especially adapted to solar eclipses. Proc. Amer. Acad. 8, 299.
—— A reliable finder for a spectro-telescope. Jour. Franklin Inst. (3) 60, 295.

Young, C. A. Note on the use of a diffraction grating as a substitute for the train of prisms in a solar spectroscope. Am. Jour. (3) 5, 472—473; Phil. Mag. (4) 46, 87—88; Pogg. Ann. 152, 368.

Zantedeschi. Description d'un spectromètre. C. R. 54, 208.

Zech, P. Gang eines dünnen Strahlenbündels durch ein Prisma. Schlömilch, Z. f. Math. u. Phys. 1879, 168—179.

Zenger, C. V. Le spectroscope à vision directe appliqué à l'astronomie physique. C. R. 93, 429—432.
—— Nachahmung der Diffractionsspectra durch Dispersion. C. R. 96, 521—522.
—— Neues geradsichtiges Spectroskop ohne Spalt und ohne Collimator. Z. f. Instrum. 6, 59—61.
—— Spectroskopische Studien. C. R. 100, 731—733.
—— Neues Spectroskop mit gerader Durchsicht. Z. f. Instrum. 1, 263—266.
—— Spectroscope à vision directe très puissant. C. R. 96, 1039—1041; Nat. 27, 596; Am. Jour. (3) 25, 469.
—— Sur l'emploi de prismes à liquide dans le spectroscope à vision directe. C. R. 92, 1503—1504.
—— Das Dispersionsparallelopiped und seine Anwendung in der Astrophysik. Sitzungsber. d. Böhm. Ges. (1881) 416—429.
—— Spectroscope à vision directe pour l'observation des rayons ultra-violettes C. R. 98, 494.
—— Sur un nouveau spectroscope stellaire. C. R. 101, (1885) 616.
—— Le spectroscope à vision directe, à spath calcaire. C. R. 93, 720—722; Z. f. Instrum. 1, 263—266.

Zenker, W. Das Fransenspectroskop, ein Apparat zur Herstellung von Interferenzerscheinungen im Spectrum und zur Messung der Gesangunterschiede der Lichtstrahlen. Z. f. Instrum. 1887, 6, 1—7.

Zöllner, F. Ein neues Reversionsspectroskop. Ber. d. K. Sächs. Ges. d. W. 23, 300—306; Pogg. Ann. 144, 449—456; Phil. Mag. (4) 43, 47—52; Jahresber. d. Chem. (1869) 175.

— Ein einfaches Ocularspectroskop für Sterne. Pogg. Ann. 152, 503; Phil. Mag. (4) 48, 156—157.

— Ueber ein neues Spectroskop, nebst Beiträgen zur Spectralanalyse der Gestirne. Pogg. Ann. 138, 32—35; Phil. Mag. (4) 38, 360.

— Ueber das spectroskopische Reversionsfernrohr. Ber. d. K. Sächs. Ges. d. W. 21, 129—134; Phil. Mag. (4) 43, 47; 44, 417—421; Pogg. Ann. 147, 617—623; C. R. 69, 421.

2. Ultrarothes, sichtbares und ultraviolettes Sonnenspectrum.

Abney, W. Photography at the least refrangible end of the solar spectrum. Monthly Not. 38, 348—51; Phil. Mag. (5) 6, 154—7; C. R. 90, 182—183.

— On lines in the infra-red region of the solar spectrum. Phil. Mag. (5) 11, 300.

— The solar spectrum, from λ 7150 to λ 10000. Phil. Trans. (1886) Part. II, XIII.

— On the fixed lines in the ultra-red region of the spectrum. Phil. Mag. (5) 3, 222.

— Photography of the ultra-red portions of the solar spectrum. Chem. News 40, 311.

— Wave-lenghts of A, a and of prominent lines in the infra-red of the solar spectrum. Proc. R. Soc. 36, 137; C. R. 1206—7.

— Preliminary note on photographing the least refracted portion of the solar spectrum. Monthly Not. 36, 276—277; Phil. Mag. (5) 1, 414—415.

— On the photographic method of mapping the least refrangible end of the solar spectrum (with a map of the spectrum from 7600 to 10750). Bakerian Lecture. Phil. Trans. 171, 637—667; C. R. 90, 182—3.

— On the photographic method of registering absorption spectra, and its application to solar physics. Proc. Phys. Soc. 3, 43—46; Phil. Mag. (5) 7, 313—316.

— Ueber die Farben des Sonnenlichtes. (Vortrag.) Roy. Inst. of Great Britain, 1887. 11.

Airy, G. B. Wave-lenghts of Lines in Kirchhoff's Maps. Phil. Trans. 1868, 29.

Aitken, J. Note on solar radiation. Proc. R. Soc. Edinburgh 1886—87, 118—121.

Amory, R. Photographs of the solar spectrum. Proc. Amer. Acad. 11, 70, 279.

Ångström, A. J. Remarques sur quelques raies du spectre solaire. C. R. 63, 647; Phil. Mag. (4) 23, 76; 24, 1.

— Recherches sur le Spectre normal du Soleil. Upsala, W. Schultz, 1868. Avec Atlas et 6 planches.

— Ueber die Fraunhofer'schen Linien im Sonnenspectrum. Pogg. Ann. 117, 290—302; Proc. R. Soc. 19, 120.

Angström, A. J. och Thalén, T. R. Om the Fraunhoferska Liniera jemtateckning af den violetta delen af solspectrum. K. Svensk. Vet. Akad. Handling. 5, No. 9.

Barker, C. F. Ueber die dunklen Linien im Sonnenspectrum, welche nahezu mit Linien des Sauerstoffspectrums zusammenfallen. Am. Jour. 17, 654—657.

Becquerel, E. Mémoire sur la constitution du spectre solaire. C. R. 14, 901—3.

— Recherches sur les effets de la radiation chimique de la lumière solaire, au moyen des courants électriques. C. R. 9, 145. Bemerkungen hierüber von Biot, ibid. 169; Antwort ibid. 172—3.

— Sur les phosphorographies du spectre solaire. Jour. de Phys. (2) 1, 139.

— De l'image photochromatique du spectre solaire, et des images obtenus dans la chambre obscure. C. R. 27, 483.

Becquerel, E. Sur l'observation de la partie infra-rouge du spectre solaire au moyen des effets de phosphorescence. C. R. 83, 249—255; Arch. de Genève (2) 57, 306—318; Am. Jour. (3) 13, 379—80; Ann. Chim. et Phys. (5) 10, 5—13.
—— Image photographique colorée du spectre solaire. C. R. 26, 181.
—— La détermination des longueurs d'onde des rayons de la partie infra-rouge du spectre au moyen des effets de phosphorescence. C. R. 77, 302; Am. Jour. (3) 28, 391, 459.
Becquerel, H. Phosphorographies du spectre solaire infra-rouge. C. R. 96, 121—124, 1215—1218; Am. Jour. (3) 25, 230.
—— Détermination des longueurs d'onde des raies et bandes principales du spectre solaire infra-rouge. C. R. 99, 417; Am. Jour. 128, 391, 459.
Bell, L. On the absolute wave-length of light. Phil. Mag. 23, 265—282; Am. Jour. 33, 167—182.
—— The absolute wave-length of light. II. Theil. Phil. Mag. 25, 350—372; Am. Jour. 35, 265—282.
Bernard, F. Détermination des longueurs d'onde des raies du spectre solaire au moyen des bandes d'interférence. C. R. 58, 1153; 59, 32.
Biot. Sur de nouveaux procédés pour étudier la radiation solaire, tant directe que diffuse, dans ses rapports avec la phosphorescence. C. R. 8, 259, 315.
Brenta. Mémoire sur le spectre solaire. C. R. 11, 766.
Broch, O. J. Ueber die Fraunhofer'schen Linien im Sonnenspectrum, wie sie sich dem unbewaffneten Auge zeigen. Pogg. Ann. Ergänzungsband 3, 311.
Burbank, J. Photography of the least refrangible portion of the solar spectrum. Phil. Mag. 26, 391—393.
Capron, J. R. The solar spectrum. Nat. 6, 492.
Charpentier, A. Sur la distribution de l'intensité lumineuse et de l'intensité visuelle dans le spectre solaire. C. R. 101, (1885) 182—183.
Christie, W. H. M. On the existence of bright lines in the solar spectrum. Monthly Not. 38, 473—474.
McClean. Photographs of the red end of the solar spectrum from the line D to the line A in seven sections. Monthly Not. 49, 122.
Conche, E. Sur la photographie du spectre solaire. C. R. 90, 689—690.
Cornu, A. Sur le spectre normal du Soleil; partie ultra-violette. Ann. de l'École Normale (2) 9, 21—106.
—— Étude du spectre solaire ultra-violet. C. R. 86, 101; Jour. de Phys. 7, 285.
—— Deux planches relatives au spectre solaire. C. R. 86, 983.
—— Sur quelques conséquences de la constitution du spectre solaire. C. R. 86, 530.
—— Sur les raies sombres du spectre solaire et la constitution du Soleil. C. R. 86, 315.
—— Sur le spectre normal du Soleil. Ann. de l'École Normale (2) 3, 421—434; Arch. de Genève (2) 52, 62—63.
Dalet. Considération sur les couleurs du spectre solaire. C. R. 28, 273.
Desains, P. Note sur les spectres solaires. C. R. 97, 689—693.
—— Sur la distribution de la chaleur dans les régions obscures des spectres solaires. C. R. 95, 433.
Ditscheiner, L. Bestimmung der Wellenlängen der Fraunhofer'schen Linien des Sonnenspectrums, mit 2 Tafeln. Ber. d. Wiener Akad. 50 II, 286, 296—341.
—— Eine absolute Bestimmung der Wellenlängen der Fraunhofer'schen D-Linien Ber. der Wiener Akad. 52, II, 289—296. Am. Jour. (2) 41, 395—396.
Draper, H. Sur les longueurs d'onde et les caractères des raies violettes et ultra-violettes du Soleil, données par une photographie faite au moyen d'un réseau. C. R. 78, 682—686.
—— Discovery of oxygen in the Sun by photography, and a new theory of the solar spectrum. Am. Jour. (3) 14, 89—96; Nat. 16, 364; 17, 339; C. R. 85, 613.

Draper, H. On diffraction spectrum photography. Am. Jour. 106, 401—409; Phil. Mag. (4) 46, 417—425; Nat. 9, 224—226; Pogg. Ann. 151, 337—350.
—— On the coïncidence of the bright lines of the oxygen spectrum with bright lines in the solar spectrum. Am. Jour. (3) 18, 262—276; Monthly Not. 39, 440—447.
—— Oxygen on the sun. The U. S. Nat. Acad. 1879.
Draper, J. C. On the presence of dark lines in the solar spectrum which correspond closely to the lines of the spectrum of oxygen. Am. Jour. (3) 16, 256—265; Nat. 18, 654—657; Jour. Chem. Soc. 36, 997.
—— On a photograph of the solar spectrum showing the dark lines of oxygen. Monthly Not. 40, 14—17; Am. Jour. (3) 17, 448—452; Jour. Chem. Soc. 38, 201.
Draper, J. W. On the phosphorograph of a solar spectrum and on the lines of its infra-red region. Am. Jour. (3) 21, 171—182; Phil. Mag. (5) 11, 157—169.
—— On the fixed lines in the ultra-red invisible region of the spectrum. Phil. Mag. (5) 3, 86—89.
—— On the variation in the intensity of the fixed lines of the solar spectrum. Phil. Mag. (4) 25, 342.
—— Ueber Sonnenspectroskopie im Infraroth. Rep. Brit. Assoc. 1885, 936.
Duclaux, E. Comparative Actions of Heat and Solar Radiation. C. R. 104 (1887) 294—297.
Eisenlohr, W. Beugungsspectrum auf fluorescirenden Substanzen. Pogg. Ann. 99, 163.
Fievez, Ch. Étude du spectre solaire. Bruxelles, F. Hayez, 1882. Extrait des Annales de l'Observatoire royal de Bruxelles n. sér., t. IV.
—— Étude de la région rouge (A—C) du spectre solaire. Bruxelles, F. Hayez, 1883. Extrait des Annales de l'Observatoire royal de Bruxelles, n. sér., t. V.
Fizeau. Rapport sur un Mémoire et plusieurs Notes de M. Janssen concernant l'analyse prismatique de la lumière solaire. C. R. 58, 795.
Gibbs, W. On the normal solar spectrum. Am. Jour. 93, 1.
Gladstone, J. H. On the fixed lines of the solar spectrum. Rep. Brit. Assoc. 1858, p. 17.
Gouy. Sur la mesure de l'intensité des raies d'absorption et des raies obscures du spectre solaire. C. R. 89, 1033—1034; 91, 383.
—— Mesure de l'intensité de quelques raies obscures du spectre solaire. C. R. 91, 383; Jour. Chem. Soc. 40, 333.
Hasselberg, B. Zur Reduction der Kirchhoff'schen Spectralbeobachtungen auf Wellenlängen. Bull. de l'Acad. de St. Pétersbourg 1878, V.
—— Sur une méthode propre à déterminer avec grande précision les longueurs d'onde des raies ultra-violettes du spectre solaire. Mem. Spettr. Ital. (2) 15, 127—133.
Hennessey, J. B. N. White lines in the solar spectrum. Proc. R. Soc. 22, 219—221; 23, 259; Phil. Mag. (4) 48, 303—306; 53, 259.
—— Optical spectroscopy of the red end of the solar spectrum. Nat. 17, 28.
Herschel, J. F. W. Experiments on the Refrangibility of the invisible Rays of the Sun. Phil. Trans. 90 (1800), 284—292.
Herschel, J. The Solar Spectrum. Nat. 6, 454—455.
Huggins, W. Observations on the spectra of the Sun. Phil. Trans. (1868) 529.
—— On the limit of solar and stellar light in the ultra-violet part of the spectrum. Proc. R. Soc. 45, 544.
Kempf, P. Referat über Bestimmung der Wellenlänge einiger Fraunhofer'schen Linien (Kurlbaum) und On the absolute wave-lenght of light (Bell). Viertelj.-Schr. d. Astr. Ges. 23, 262.
Kirchhoff, G. The Solar Spectrum and Spectra of the Chemical Elements. London, Macmillan, 1861—1862, with plates.
—— Darstellung der dunklen Fraunhofer'schen Linie D. Pogg. Ann. 109, 148.
—— Die Ursache der dunklen Linie D nicht in der Atmosphäre. Pogg. Ann. 109, 297.

Knoblauch, H. Lage des Wärmemaximums im Sonnenspectrum. Pogg. Ann. 120, 193.

Kurlbaum, F. Bestimmung der Wellenlänge Fraunhofer'scher Linien. Pogg. Ann. 23, 159, 381.

Lamansky, S. Ueber das Wärmespectrum des Sonnen- und Kalklichtes. Ber. d. K. Akad. d. W. Berlin 1871. 632; Pogg. Ann. 146, 200—232.

Lang, V. v. Der infra-rothe Theil des Sonnenspectrums. Carls Rep. 19, 107—109.

Langley, S. P. Étude des radiations superficielles du Soleil. C. R. 81, 436—439.

—— Observations du spectre solaire. C. R. 95, 482—487; Jour. Chem. Soc. 44, 137.

—— Distribution de l'énergie dans le spectre solaire normal. C. R. 92, 701.

—— On certain remarkable groups in the lower spectrum. Proc. Amer. Acad. 14, 92—105.

—— Observations on invisible heat-spectra and the recognition of hitherto unmeasured wave-lengths, made at the Alleghany Observatory, Pa. Am. Jour. (3) 31, (1886) 1—12; 32, 83—106; Phil. Mag. (5) 21, 394—409; 22, 149—173; Ann. Chim. et Phys. (6) 9, 433—506; Jour. de Phys. (2) 5, 377—380.

—— The invisible solar and lunar spectrum. Phil. Mag. 26, 505—520; Am. Jour. 36, 397—410.

—— Experimental determination of wave-lengths in the invisible prismatic spectrum. Phil. Mag. (5) 17, 194—214; Am. Jour. 27, 169—188.

Lockyer, J. N. Note préliminaire sur les éléments existant dans le Soleil. C. R. 77, 1347—1352; Ber. d. chem. Ges. 6, 1554—1555.

—— Recherches sur l'analyse spectrale dans ses rapports avec le spectre solaire. Ann. Chim. et Phys. (4) 29, 430.

Lommel, E. Phosphoro-Photographie des ultrarothen Spectrums. Münch. Ber. 1888. Nr. 4. 397—403.

Macé de Lépinay, J. Détermination de la longueur d'onde de la raie D. Jour. de Phys. (2) 5, 414—416; Ann. Chim. et Phys. (6) 10, 170—199.

Macé, J. et Nicati, W. Étude de la distribution de la lumière dans le spectre solaire. C. R. 91, 623, 1073.

Mascart, E. Détermination des longueurs d'onde des rayons lumineux et des rayons ultraviolets. C. R. 58, 1111—1114; Am. Jour. (2) 38, 415—416.

—— Sur les raies du spectre solaire ultraviolet. C. R. 57, 789; Phil. Mag. (4) 27, 159.

—— Recherches sur le spectre solaire ultraviolet, et sur la détermination des longueurs d'onde, suivies d'une note sur les formules de dispersion. Extrait des Annales scientifiques de l'École normale supérieure, tome I (1884). Paris, Gauthier-Villars, 1884.

—— Détermination de la longueur d'onde de la raie A. C. R. 56, 138—139; Pogg. Ann. 68, 367—368.

Matthiessen. Sur la composition élémentaire du spectre solaire. C. R. 19, 112.

Meldola, R. On a cause for the appearance of bright lines in the solar spectrum. Phil. Mag. (5) 6, 50—61; Jour. Chem. Soc. 36, 574; Am. Jour. (3) 16, 290—300.

Mellone, M. Spectrum of the Sun. Am. Jour. 55, 1.

Mengarini. Il massimo d'intensità luminosa dello spettro solare. Nota I. Atti della R. Accad. di Roma 1887. 3, 482—489.

Monckhoven. Ueber die Vertheilung der chemischen Lichtintensität im Sonnenspectrum. Photographische Mittheilungen 16, 145—146.

Mouton. Spectre calorifique du Soleil et de la lampe à platine incandescent Bourbouze. C. R. 89, 295.

Müller, G. und Kempf, P. Bestimmung der Wellenlängen von 300 Linien im Sonnenspectrum. Publ. d. Astr. Obs. zu Potsdam 5, Nr. 20.

—— —— Neuberechnung der 2614 in Publ. 3 bestimmten Wellenlängen. (Sonderabdruck aus vorigem.)

Müller, G. Darstellungen des Sonnenspectrums bei mittlerer und schwacher Dispersion. Publ. d. Astr. Obs. zu Potsdam 2, Nr. 6.

Müller, J. Dunkle Linien in dem photographirten Spectrum weit über den sichtbaren Theil hinaus. Pogg. Ann. 97, 135.
—— Untersuchungen über die thermischen Wirkungen des Sonnenspectrums. Pogg. Ann. 105, 337.
—— Wellenlänge und Brechungsexponent der äussersten dunklen Wärmestrahlen des Sonnenspectrums. Pogg. Ann. 105, 543; Berichtigung dazu, do. 116, 644.
—— Rutherfurd's Photographie des Sonnenspectrums. Pogg. Ann. 126, 435.
Niepce de Saint Victor. Photographie de l'image du spectre solaire. C. R. 45, 814; 46, 451, 490.
Olmstead, D. Spectrum of the Sun. Am. Jour. (2) 48, 137.
Peslin. Les raies du spectre solaire. C. R. 74, 325.
Pickering, H. W. Photography of the infra-red region of the solar spectrum. Proc. Amer. Acad. 20, 473.
Pickering, E. C. Comparison of maps of the ultraviolet spectrum. Am. Jour. (3) 32, 223—226.
Pigott, G. Researches in circular solar spectra. Proc. R. Soc. 21, 426.
Poey, A. Rayons violets qui renferment le maximum d'action chimique de toutes les couleurs du spectre solaire. C. R. 73, 1238.
Pringsheim, E. Eine Wellenlängenmessung im ultrarothen Sonnenspectrum. Pogg. Ann. n. F. 18, 32; Am. Jour. (3) 25, 230.
Radau, R. Le Spectre solaire. Paris 1862.
Rayleigh. Vertheilung der Energie im Sonnenspectrum. Nat. 27, 559—560.
Robiquet. Recherches sur les raies du spectre solaire et des différents spectres électriques. C. R. 49, 606.
Rowland, H. A. On recent Progress in photographing the solar Spectrum. Rep. Brit. Assoc. (1884) 635.
—— Relative wave-lengths of the lines of the solar spectrum. Am. Jour. (3) 38, (1887) 182—190; Phil. Mag. (5) 23, 257—265; Am. Jour. 33, 182—190.
—— Table of standard wave-lengths. Phil. Mag. 27, 479—484.
Schuster, A. On the presence of oxygen in the Sun. Nat. 17, 148—149.
Smyth, C. Piazzi. Optical spectroscopy of the red end of the solar spectrum Nat. 16. 264.
—— The solar spectrum in 1877—1878, with some practical idea of its probable temperature of origination. Trans. R. Soc. Edinburgh 29, 285—342.
—— The visual, grating and glass-lens solar spectrum, in 1884. Trans. R. Soc. Edinburgh 32, III, 519—544; Monthly Not. 47, (1887) 191—192.
—— Note on the little b group of lines in the solar spectrum. Trans. R. Soc. Edinburgh 32, 37—44; Nat. 28, 287; Am. Jour. (3) 21, 323.
—— Madeira spectroscopie. Edinburgh 1881—1882.
—— Note on a possible ultra-solar spectroscopic phenomenon. Proc. R. Soc. 20, 136.
—— Note on Sir David Brewster's Line Y in the infra-red of the solar spectrum. Trans. R. Soc. Edinburgh 32, II, 233—238.
—— Thollon's views of »great B« in the solar spectrum. Nat. 30, 535—536.
—— Helle Linien im Sonnenspectrum. Trans. R. Soc. Edinburgh 30.
Soret, J. L. Sur la visibilité des rayons ultra-violets. C. R. 97, 314—316.
Stokes, G. G. D-line spectra. Nat. 13, 247.
—— On the change of refrangibility of light, with a drawing of the fixed lines in the solar spectrum in the extreme violet, and in the invisible region beyond. Phil. Trans. 1852 II, 463.
Thalén, R. Comparaison entre le spectre normal du Soleil et celui de réfraction suivant l'échelle de Kirchhoff. Ann. Chim. et. Phys. (4) 18, 211.
Thollon, L. Observation faite sur une groupe de raies dans le spectre solaire. C. R. 91, 368—70; Am. Jour. (3) 20, 430; Jour. Chem. Soc. 40, 333.
—— Monographie du groupe D dans le spectre solaire. Jour. de Phys. (2) 3, 5—11.

Thollon, L. Neue Zeichnung des Sonnenspectrums. C. R. 101, 565—567.
Vogel, H. C. und Lohse, O. Photographie der weniger brechbaren Theile des Sonnenspectrums. Pogg. Ann. 159, 297.
Vogel, H. C. Untersuchungen über das Sonnenspectrum. Publ. d. Astr. Obs zu Potsdam 1, Nr. 3.
Vogel, H. W. Ueber die Photographie der weniger brechbaren Theile des Sonnenspectrums. Pogg. Ann. 160, 292.
Weinberg, M. Methode der Messung der Wellenlängen mittelst Interferenzstreifen. Ber. d. Naturw. Ver. d. K. K. techn. Hochschule Wien III, 11—41.
Weiss, A. Kurze Notiz über eine Beobachtung des Sonnenspectrums. Pogg. Ann. 116, 191.
Wollaston, W. H. A method of examining refractive and dispersive powers by prismatic reflection. (Contains the first discovery of the dark solar lines.) Phil. Trans. (1802) 365.
Young, C. A. Note on the duplicity of the »1474« line in the solar spectrum. Am. Jour. (3) 11, 429—431.
—— Note on the b-lines in the solar spectrum. The Observatory 1880, 271—272.
—— Ablenkung der Linien im Sonnenspectrum. Am. Jour. (3) 12, 321—328.
Zantedeschi, F. De mutationibus quae contingunt in spectro solari fixo elucubratio. Münchener Abh. 8, 99.
Zenger, Chr. La spectrophotographie des parties invisibles du spectre solaire. C. R. 109, 474—475.

3. Atmosphärische Absorption, tellurische Linien.

Abney, W. and Fasting, R. The influence of water in the atmosphere on the solar spectrum and solar temperature. Proc. R. Soc. 35, 328—341; Jour. Chem. Soc. 46, 241.
—— —— Atmospheric absorption in the infra-red of the solar spectrum. Nat. 28, 45; Proc. R. Soc. 35, 80.
Abney, W. Atmospheric transmission of visual and photographically active light. Monthly Not. 47 (1887) 260—265.
—— Sunlight and skylight at high altitudes. Nat. 26, 586; Jour. de Phys. (2) 3, 47—48.
—— Transmission of sunlight through the earths atmosphere. Proc. R. Soc. 42, 170—172; Phil. Trans. 178, I, 251—283.
Angström, K. Beiträge zur Kenntniss der Absorption der Wärmestrahlen durch die verschiedenen Bestandtheile der Atmosphäre. Bihang till K. Svenska Vet. Akad. Handlingar. 15, Afd. 1. No. 9.
Becquerel, H. Spectre de l'air atmosphérique. C. R. 90, 1407.
Brewster and Gladstone. On the lines of the solar spectrum, with a map of the solar spectrum, giving the absorption lines of the earths atmosphere. Phil. Trans. (1860) 149.
Brewster, D. On the lines of the solar spectrum, and on those produced by the earths atmosphere, and by the action of nitrous acid gas. Phil. Mag. (3) 8, 384; Proc. R. Soc. 10, 339; C. R. 30, 578.
—— On the vapour lines in the spectrum. Proc. R. Soc. Edinburgh 6, 145.
Cooke, J. B. Aqueous lines in the spectrum of the Sun. Am. Jour. 91, 178; Phil. Mag. (4) 31, 337.
Copeland, R. Notes on some recent astronomical experiments at high elevations on the Andes. Nat. 28, 606.
Cornu, A. Sur l'observation comparative des raies telluriques et métalliques comme moyen d'évaluer les pouvoirs absorbants de l'atmosphère. Bull. Soc. franç. de Phys. (1882) 241—247; Jour. de Phys. (2) 2, 58—63; Z. f. Instrum. 3, 290; Bull. astron. 1, 74.
—— Sur la limite ultra-violette du spectre solaire. C. R. 88, 1101—8; Proc. R. Soc. 29, 47—55; Jour. Chem. Soc. 36, 861.

Cornu, A. Observation de la limite ultra-violette du spectre solaire à diverses altitudes. C. R. 89, 808—814; Jour. Chem. Soc. 38, 201; Am. Jour. (3) 19, 406.
—— Loi de repartition, suivant l'altitude, de la substance absorbant dans l'atmosphère des radiations solaires ultra-violettes. C. R. 90, 940.
—— Étude spectrale du groupe de raies telluriques nommé α par Ångström. C. R. 95, 801; 98, 169—176; Nat. 29, 351; Jour. de Phys. (2) 3, 109—117.
—— Distinction between spectral lines of solar and terrestrial origin. Phil. Mag. (5) 22, (1887), 458—463; Jour. Chem. Soc. 52, 313.
—— Sur la loi de répartition suivant l'altitude de la substance absorbant dans l'atmosphère. C. R. 90, 940—946.
—— Studium der tellurischen Bänder α, B und A des Sonnenspectrums. Ann. de Chim. et Phys. (6) 7, 5—102.
—— Sur l'absorption par l'atmosphère des radiations ultra-violettes. C. R. 88, 1285; Jour. de Phys. 10, 5.
Crova, A. Les bandes telluriques du spectre solaire. C. R. 87, 107.
—— Sur l'intensité calorifique de la radiation solaire et son absorption par l'atmosphère terrestre. C. R. 81, 1205—1207.
Deslandes, H. Relations entre le spectre ultra-violet de la vapeur d'eau et les bandes telluriques A, B, α du spectre solaire. C. R. 100, 854.
Draper, J. W. On variations in the fixed lines of the solar spectrum. Phil. Mag. (4) 25, 343.
Egoroff, N. Die atmosphärischen Linien des Sonnenspectrums. Inaug.-Dissert. Warschau 1882.
—— Sur les raies telluriques du spectre solaire. C. R. 93, 385, 788; Chem. News 44, 256.
—— Recherches sur le spectre d'absorption de l'atmosphère terrestre. C. R. 95. 447; Jour. Chem. Soc. 44, 137.
—— Sur la production des groupes telluriques fondamentaux A et B du spectre solaire par une couche absorbante d'oxygène. C. R. 97, 555—557; Am. Jour. (3) 26, 477.
Gladstone, J. H. Note on the atmospheric lines of the solar spectrum and on certain spectra of gazes. Proc. R. Soc. 11, 305; Rep. Brit. Assoc. 1862, II, 43.
Hartley, W. H. On the absorption of solar rays by atmospheric ozone. Part I. Jour. Chem. Soc. 39, 111—128; Ber. chem. Ges. 14, 1390.
Hennessey, J. B. N. Atmospheric lines of the solar spectrum, with a map. Phil. Trans. 165, 157—160; Am. Jour. (3) 9, 307.
—— Atmospheric lines of the solar spectrum. Proc. R. Soc. 19, 1; 23, 201.
Heusser, J. C. Ueber die Fraunhofer'schen Linien. Pogg. Ann. 91, 319.
Janssen, J. Sur les raies telluriques du spectre solaire. C. R. 54, 1280; 56, 189, 538; 57, 1008; 60, 213; 95, 885; Ann. Chim. et Phys. (4) 23, 274—299; Pogg. Ann. 126, 480; Phil. Mag. (4) 30, 78.
—— Spectres telluriques. C. R. 101 (1885) 111.
—— Analyse spectrale des élements de l'atmosphère terrestre. C. R. 101 (1885) 649.
—— Note sur divers points de physique céleste. C. R. 96, 527—529.
—— Notes sur les raies telluriques et le spectre de la vapeur d'eau. C. R. 95, 885—890; ibid. 63, 289.
—— Note sur la cause des raies telluriques du spectre solaire, etc. Arch. de Genève (2) 27, 185—188.
—— Sur le spectre de la vapeur d'eau. Ann. Chim. Phys. (4) 24, 215.
—— Sur l'origine tellurique des raies de l'oxygène dans le spectre solaire. C. R. 108, 1035—1037.
—— Sur le spectre tellurique dans les hautes stations, et en particulier sur le spectre de l'oxygène. C. R. 107, 672—677.
—— Rapport sur une mission en Italie, dans les Alpes et en Grèce. C. R. 64, 1304.
—— Remarques sur une recente communication de M. Ångström relative à quelques faits d'analyse spectrale. C. R. 63, 728.

Lamansky, S. In feuchter Luft sind die Streifen des Sonnenspectrums breiter. Pogg. Ann. 146, 208—221.
Langley, S. P. On the amount of atmospheric absorption. Am. Jour. (3) 28 (1885) 163, 242; Phil. Mag. (5) 18, 289—307; Jour. Chem. Soc. 28, 319.
—— Solar spectrum at high altitudes. Am. Jour. (3) 24, 393; Nat. 26, 586.
—— The selective absorption of solar energy. Am. Jour. (3) 25, 169—196; Pogg. Ann. n. F. 19, 226—244, 384—400; Phil. Mag. (5) 15, 153—183; Ann. Chim. et Phys. (5) 29, 497—542; Z. f. Instrum. 4, 27—32; Jour. de Phys. (2) 2, 371—374; Jour. Franklin Inst. 88, 157—158.
—— Nouvelle méthode spectroscopique. C. R. 84, 1145—1147; Am. Jour. (3) 14.
Lecher, E. Ueber die Absorption der Sonnenstrahlung durch die Kohlensäure unserer Atmosphäre. Ber. d. Wiener Akad. 82, II, 851—863.
Lermantoff, W. W. Ueber die Regenbande im Spectrum der Atmosphäre. Jour. d. russ. phys.-chem. Gesellsch. 17, 44.
Maclear, J. P. On the spectrum of the atmosphere. Nat. 5, 341.
Müller, G. Untersuchungen über die Helligkeitsänderungen in verschiedenen Theilen des Sonnenspectrums bei abnehmender Höhe der Sonne über dem Horizont. Astr. Nachr. 103, 241—252.
Russell, H. C. On the atmospheric lines between the D lines. Monthly Not. 38, 30—32.
Secchi, A. Sur l'origine des raies atmosphériques du spectre solaire. Arch. Sc. phys. 28, 49—52.
—— Ueber den Einfluss der Atmosphäre auf die Linien des Spectrums. Pogg. Ann. 126, 485.
Smyth, C. Piazzi. Measures of the Great B line in the spectrum of a high sun. Monthly Not. 39, 38—43.
Soret, J. L. Absorption des rayons ultra-violets. Arch. de Genève 18, 344—346.
Stewart. On Mr. Cooks observations of the solar spectrum. Phil. Mag. (4) 31, 503—505.
Thollon, L. Spectroskopische Notizen. Annales de l'Observatoire de Nice. Tome II, 1887.
—— Constitution et origine du groupe B du spectre solaire. Jour. de Phys. 13, 421; Nat. 30, 520.
—— Étude sur les raies telluriques du spectre solaire. C. R. 91, 520—522.
Vogel, H. C. Spectrum von atmosphärischer Luft. Pogg. Ann. 146, 580.
Vogel, H. W. Photographische Spectral-Beobachtungen im rothen und indischen Meere. Pogg. Ann. 156, 319—325.
Weiss, A. Vermehrung und Verdickung der Fraunhofer'schen Linien bei Sonnenuntergang. Pogg. Ann. 116, 191; Phil. Mag. (4) 24, 407.
Zantedeschi. Influence de la vapeur aqueuse visible dans l'atmosphère, et de la pluie sur le spectre solaire. C. R. 63, 644.

4. Planetenspectra.

Abney, W. On a phenomenon shown in a photograph of the spectrum of Jupiter. The Observatory 1880, 513—514.
Airy, G. B. Physical observations of Mars. Monthly Not. 38, 34—38.
Christie und Maunder. Spectroskopische Beobachtungen der Mondfinsterniss 1877, Aug. 23. Monthly Not. 37, 467.
Draper, H. On a photograph of Jupiter's spectrum showing evidence of intrinsic light from that planet. Monthly Not. 40, 433—435; Am. Jour. (3) 20, 118—120.
—— Photographs of the spectrum of Venus, Dec. 1876. Nat. 15, 218; Am. Jour. (3) 13, 95; Phil. Mag. (5) 3, 238.
—— Photographs of planetary and stellar spectra. The Observatory 1883, 210.
Fievez, Ch. Sur les spectres des planètes. Ann. de l'Observ. de Brux. 1880, 204—214.
Huggins, W. Spectrum of Mars. Monthly Not. 27, 178; Jour. Franklin Inst. 84, 261.
—— Spectrum of Uranus. Chem. News 23, 265; Proc. R. Soc. 19, 488—491; Phil. Mag. (4) 42, 223—226; Nat. 4, 88; Am. Jour. (3) 2, 138.

Huggins, W. Planetenspectra. Proc. R. Soc. Nr. 129. 1871.

—— On the Spectrum of Uranus (and Saturn). Astr. Nachr. 121, 369; C. R. 108, 122.

Huggins, W. and Ms. **Huggins**. Note on the photographic Spectra of Uranus and Saturn. Proc. R. Soc. 46, 231–233; Monthly Not. 49, 404.

Janssen, J. Sur l'application de l'analyse spectrale à la question de l'atmosphère lunaire. C. R. 56, 962.

—— Remarques sur la note du père Secchi relative aux spectres prismatiques des corps célestes. C. R. 57, 215.

Keeler. On the spectra of Saturn and Uranus. Astr. Nachr. 122, 401—402.

Lindsay, Lord. Note on the spectrum of the red spot on Jupiter. Monthly Not. 40, 87–88.

Lockyer, J. N. Note on the spectrum of Uranus. Astr. Nachr. 121, 369; Proc. R. Soc. 46, 315–316.

—— Note on the spectrum of the rings of Saturn. Astr. Nachr. 121, 15.

Maunder, E. W. Phys. Observations of Mars, made at the R. Observatory Greenwich. Monthly Not. 38, 34–38.

—— Spectroscopic observations of the eclipse of the Moon 1878, Aug. 12. Monthly Not. 38, 514–525.

Noble, W. Note on the spectrum of the eclipsed Moon. Monthly Not. 38, 34.

Rutherfurd. Ueber Planetenspectra. Phil. Trans. 154, Part. II, (1864).

—— Marsspectrum. Am. Jour. 36, Jan. 1863.

Secchi, A. Sur les raies atmosphériques des planètes. C. R. 59, 182.

—— Observation du spectre de Jupiter. C. R. 59, 309.

—— Raies du spectre du planète Saturne. C. R. 60, 543, 1167; Phil. Mag. (4) 30, 73.

—— Résultats fournis par l'analyse spectrale de la lumière d'Uranus. C. R. 68, 761.

—— Lettre sur le spectre de la planète Neptune et sur quelques faits d'analyse spectrale. C. R. 69, 1050.

—— Sugli spettri prismatici del pianeta Jove e degli altri pianeti. Mem. Spettr. Ital. 1874, Nr. 11–12.

Sueur, A. Le. Spectroscopic observations with the great Melbourne telescope. Proc. R. Soc. 18, 242.

Taylor, A. Observations of the spectrum of Uranus. Monthly Not. 49, 405.

Vogel, H. C. Untersuchungen über die Spectra der Planeten. Pogg. Ann. 155, 461–472.

—— Untersuchungen über die Spectra der Planeten. Gekrönte Preisschrift von der K. Gesellsch. d. Wiss. in Kopenhagen. Leipzig 1874.

5. Cometen- und Meteorspectra.

Airy, G. B. On the spectre of comet Wells (a 1882). Monthly Not. 40, 910.

—— Spectrum of Brorsen's Comet, observed at Greenwich. Monthly Not. 39, 428–30.

—— On the spectrum of Comet b, 1877. Monthly Not. 37, 469, 470.

—— On the spectra of comets b and c 1881. Monthly Not. 42, 14–20.

Backhouse, T. W. Spectrum of Brorsen's Comet. Nat. 20, 28.

—— Observations of comet b, 1881. Monthly Not. 42, 413—421.

—— Note on the spectrum of comet c, 1881, as seen with a Browning's miniature spectroscope on the 4½ telescope. Monthly Not. 42, 43.

—— Spectrum of comet a, 1882 (Wells). Nat. 26, 56.

Barthélemy, A. Observations spectroscopiques de la queue de la comète de Coggia. C. R. 79, 313, 578.

Berberich, A. Ueber eine Methode, sonnennahe Cometen bei Tage aufzufinden. Astr. Nachr. 118, 71.

Berthelot. Bemerkung zu Huggins photogr. Aufn. d. Cometen b. C. R. 93, 26—27.

Bredichin, Th. Spectre de la comète de 1874. Bull. de Moscou. 1874, p. 143.

—— Spectre de la comète de Hartwig. Astr. Nachr. 98, 271—272.

Bredichin, Th. Spectrum des Brorsen'schen Cometen. Astr. Nachr. 95, 15—16.
—— Les vapeurs du sodium dans la comète de Wells. Astr. Nachr. 102, 207.
Browning, J. Spectra of the meteors of November 13—14, 1866. Phil. Mag. (4) 33, 234.
Cacciatore, G. Spectrum des Cometen 1888 I (Sawerthal). Astr. Nachr. 119, 15.
Capron, J. R. Spectra of comets b and c, 1881. Nat. 24, 230—231.
—— Spectrum of Schaeberle's Comet. Nat. 24, 430—431.
Christie and Maunder. Spectra of comets b and c, 1881. Monthly Not. 42, 14—19.
Christie, W. H. M. Spectrum of Comet d, 1880 (Hartwig). Monthly Not. 41, 52—53; Nat. 32, 557.
—— Spectrum of Brorsen's Comet. Nat. 20, 5, 75; Am. Jour. (3) 17, 496—497.
Copeland, R. The spectrum of comet 1882 a. Copernicus 2, 255; Nat. 26, 157.
—— Note on the spectrum of comet e, 1888. Monthly Not. 49, 70.
Cruls, L. Analyse spectrale de la grande comète australe. C. R. 95, 825.
—— Aspect de la comète Pons-Brooks, le 13 Janvier, 1884. C. R. 98, 898.
Delafontaine. Sur le spectre de la comète Coggia. Arch. de Genève (3) 51, 43—44.
Donati. Spectrum des Cometen II, 1864. Astr. Nachr. 62, 375—378.
Draper, H. Note on photographs of the spectrum of the comet of June, 1881. Am. Jour. (3) 22, 134—135; Chem. News 44, 75—76; Mem. Spettr. Ital. 10, 150—151; Jour. de Phys. (2) 1, 153.
Dunér, N. C. Ueber das Spectrum des Cometen Wells. Astr. Nachr. 102, 159, 169; Monthly Not. 42, 412—413.
Faye. Sur l'analyse spectrale appliquée aux comètes. C. R. 93, 361.
Fievez, Ch. Spectrum von Tebbuts Comet. Mem. Spettr. Ital. 1881.
—— Untersuchungen über das Kohlenstoffspectrum im Flammenbogen mit Bezug auf das Cometen- und Sonnenspectrum. Mém. de l'Acad. Roy. Belg. 47, 4.
—— Note sur l'analyse de la lumière de la comète b, 1881. Mem. Spettr. Ital. 1881, 162.
Gasparis, A. de. Osservazioni spettroscopiche sulla cometa di Coggia. Rendic. d. Nap. 13, 1874, 101.
Gothard, E. v. Beobachtungen des grossen September-Cometen, 1882, am astrophysikalischen Observatorium zu Herény, Ungarn. Astr. Nachr. 103, 377—380.
—— Comet a, 1883 (Brooks-Swift). Astr. Nachr. 105, 135—136.
—— Spectroskopische Beobachtungen des grossen September-Cometen, 1882 II. Astr. Nachr. 105, 311—314.
—— Spectroskopische Beobachtungen des Cometen a, 1884 (Pons-Brooks). Astr. Nachr. 109, 99—106.
—— Cometenbeobachtungen im Jahre 1886. Astr. Nachr. 116, 121.
Harkness, W. Note on the spectrum of Borelly's Comet. Astr. Nachr. 90, 171—174.
—— Note on the observations of comet b, 1881, made at the United States Naval Observatory. Am. Jour. (3) 22, 137—139.
Hasselberg, B. Spectroskopische Beobachtungen der Cometen b und c, 1881. Bull. Acad. St. Pétersbourg 27, 417—425.
—— Ueber das Spectrum des Cometen a, 1882 (Wells). Astr. Nachr. 102, 259—264; Nat. 26, 344.
—— Zur Spectroskopie des grossen September-Cometen, 1882. Astr. Nachr. 104, 13—16.
—— Sullo spettro della cometa Finlay, Settembre 1883. Mem. Spettr. Ital. 11, Nr. 11, 1—3.
—— Spectroskopische Beobachtungen des Cometen Pons-Brooks. Astr. Nachr. 108, 55—56.
—— Ueber die Spectra der Cometen und ihre Beziehung zu denjenigen gewisser Kohlenverbindungen. Mém. de l'Acad. imp. St. Pétersbourg (7) 28, Nr. 2.
—— Das elektrische Leuchten der Gase bei niedriger Temperatur und das Cometenlicht. Vierteljschr. d. Astr. Gesellsch. 14, 356.
Herschel, A. Spectrum einer Sternschnuppe. Am. Jour. (2) 39, 232.

Herschel, A. Spectra of shooting stars. Nat. 9, 142—143.
—— Progress of meteor spectroscopy. Nat. 24, 507—508.
Huggins, W. Spectrum of Comet a, 1866. Proc. R. S. 15, 5.
—— Spectrum of Comet b, 1867. Monthly Not. 17, 288.
—— Spectrum of Brorsen's Comet. Proc. R. Soc. 16, 386; Nat. 19, 579.
—— Spectrum of Comet b, 1868. Proc. R. Soc. 16, 481.
—— Note on the spectrum of Encke's Comet. Proc. R. Soc. 20, 45; C. R. 73, 1297—1301.
—— Spectrum of Coggia's Comet. Proc. R. Soc. 23, 154—159.
—— Spectrum of Comet a, 1871. Chem. News 23, 265.
—— On Comets. Proc. R. Institution 10, 1—11; Ann. Chim. et Phys. (5) 27, 408—425.
—— On some spectrum observations of comets. Phil. Mag. (4) 37, 456—459.
—— Preliminary notes on the photographic spectrum of comet b, 1881. Proc. R. Soc. 32, Nr. 213; 33, 1; Chem. News 44, 183; Rep. Brit. Assoc. (1881) 320; C. R. 92, 1483; 93, 26; Astr. Nachr. 100, Nr. 2385.
—— Photographie des Spectrums des Cometen 1881 II. Rep. Brit. Assoc. 1882.
—— On the photographic spectrum of comet a, 1882 (Wells). Proc. R. Soc. 34, 148—150; Nat. 26, 179; Am. Jour. (3) 24, 402—403; C. R. 94, 1689—1691; Rep. Brit. Ass. 1882, p. 442.
Konkoly, N. v. Vorläufige Anzeige über das Spectrum des Brorsen'schen Cometen. Astr. Nachr. 94, 335—336; 95, 193—196.
—— Spectroskopische Beobachtungen der Meteorite. Astr. Nachr. 95, 283—286; Monthly Not. 33, 575—576; Nat. 20, 521—522.
—— Spectroskopische Beobachtung des Cometen Palisa. Astr. Nachr. 96, 39—42.
—— Spectroskopische Beobachtungen der Cometen b und c, 1881, angestellt am astrophysikalischen Observatorium in O'Gyalla (Ungarn). Naturforscher 14, 321, 323, 331.
—— Spectroskopische Beobachtungen des Cometen Wells, angestellt am astrophysikalischen Observatorium in O'Gyalla (Ungarn). Naturforscher 15, 245.
—— Beobachtungen des grossen September-Cometen auf der Sternwarte in O'Gyalla (Ungarn). Astr. Nachr. 104, 45—48; Monthly Not. 42, 56—57.
—— Spectroscopic Observations of comet a, 1883 (Brooks-Swift). Monthly Not. 43, 328—329.
—— Vorläufige spectroskopische Beobachtung des Cometen Pons-Brooks. Astr. Nachr. 107, 41—42; Observatory 6, 333—334; Am. Jour. (3) 27, 76—77; Monthly Not. 44, 251—253.
—— Ueber die chemische Constitution der Planeten, verglichen mit der der Meteore. Ber. aus Ungarn 1, 135—139.
—— Spectroskopische Beobachtungen des Cometen Pechüle. Astr. Nachr. 99, 93.
—— Beobachtungen des Cometen 1888 I (Sawerthal). Astr. Nachr. 119, 141.
—— Spectroskopische Beobachtungen des Cometen (Borrelly) 1877. Astr. Nachr. 89, 169—172.
—— Beobachtungen des Cometen Hartwig. Astr. Nachr. 96, 311—314.
—— Spectroskopische Beobachtungen der Sternschnuppen des Augustschwarms. Astr. Nachr. 84, 337—338.
—— Spectroskopische Beobachtungen des Cometen Pons-Brooks. Astr. Nachr. 108, 167—174.
—— Spectrum des Cometen III 1874 (Coggia). Astr. Nachr. 84, 173—174.
Kövesligethy, R. v. Spectroskopische Beobachtungen des Cometen Pons-Brooks. Astr. Nachr. 108, 169—174.
Lindsay, Lord. The spectra of comets b and c, 1877. Monthly Not. 37, 430.
—— Observations of Brorsen's Comet. Monthly Not. 39, 430.
—— Observations of the spectrum of comet d, 1879. Monthly Not. 40, 23—25.
Maunder, E. W. Spectrum of Comet b, 1883 (Pons-Brooks). Monthly Not. 44, 62—63.

Maunder, E. W. On the spectrum of comet a, 1882 (Wells), observed at the Royal Observatory of Greenwich. Monthly Not. 42, 351, 410—412; Mem. Spettr. Ital. 11, 79.
Noble, W. Physical observations of comet b, 1881, made at Forrest Lodge, Haresfield. Monthly Not. 42, 47—49.
Norton, W. A. Coggia's Comet, its physical condition and structure. Physical theory of comets. Am. Jour. (3) 15, 161—177.
Perrotin. Observations spectroscopiques sur la comète Pons-Brooks. C. R. 98, 344.
Porro. Comparaison du spectre produit par la lumière de la comète de Donati et par celle d'Arcturus. C. R. 47, 873.
Prazmowsky. Betreffend den Cometen Brorsen. C. R. 66, 1109.
Rayet, G. et André. Spectre de la comète d, 1873. C. R. 77, 564.
Rayet, G. Note sur le spectre de la comète de Coggia, (c 1874). C. R. 78, 1650—1652; Am. Jour. (3) 8, 156.
—— Spectre de la comète Pons-Brooks, à l'observatoire de Bordeaux. C. R. 97, 1352; 98, 348.
Respighi. Sur la lumière des comètes. C. R. 93, 439—440; Phil. Mag. (5) 12, 300—307.
Riccò, A. Osservazioni astrofisiche della grande cometa di settembre, 1882. Astr. Nachr. 103, 281—284.
—— Osservazioni spettroscopiche della cometa Cruls fatte collo spettroscopio d Clean applicato al refrattore nell' Osservatorio di Palermo. Mem. Spettr. Ital. 11, Sept. 15—17.
—— Spettro della Cometa Wells, osservato a Palermo. Mem. Spettr. Ital. 11, 76.
—— Sullo spettro della cometa Pons-Brooks. Mem. Spettr. Ital. 13, 39—40.
Russell, H. C. Observations of the great comet b, 1882, made at Sydney Observatory. Monthly Not. 43, 31.
Seabroke, G. M. Spectrum of comet b, 1881. Nat. 24, 201, 431.
Secchi, A. Spectre de la comète de Tempel. C. R. 62, 210.
—— Spectre de la comète de Brorsen. C. R. 66, 881.
—— Spectre de la comète de Winnecke. C. R. 66, 1299, 1336; 67, 142.
—— Observations sur le spectre des comètes. C. R. 78, 1467.
—— Spectre de la comète de Coggia. C. R. 79, 20, 284.
—— Observations du spectre de la comète Borrelly. C. R. 84, 427, 1289.
Sherman. Spectrum of comet c, 1886. Am. Jour. (3) 32, 1.
Smyth, C. Piazzi. Tebbutt's Comet, origination of its proper light. Nat. 24, 430.
Stoney, J. On the cause of bright lines in the spectra of comets. Rep. Brit. Assoc. 1879, 251—252.
Tacchini, P. Ueber die Spectra der Cometen Cruls u. Schaeberle. C. R. 93, 261.
—— Sugli spettri di comete osservati nel 1881, e nella forma dei relativi nuclei. Mem. Spettr. Ital. (2) 12, 179—184.
—— Cometa Wells, Spettro osservato all' Equatore Merz del R. Osservatorio del Collegio Romano. Mem. Spettr. Ital. 11, 77—78; C. R. 94, 1031—1033.
—— Sur le spectre de la comète Encke. C. R. 93, 949.
Thollon, L. Observations spectroscopiques sur la comète b, 1881. C. R. 93, 37, 259, 383; Nat. 24, 224.
—— Observations spectroscopiques faites à Nice sur la comète Pons-Brooks. C. R. 98, 33.
Thollon et Gouy. Sur une comète observée à Nice. C. R. 95, 555—557.
—— Observations spectroscopiques sur la grande comète (Cruls). C. R. 95, 712—714; Nat. 27, 24.
Trépied, C. Étude spectroscopique de la comète Pons-Brooks, faite au réflecteur de l'Observatoire d'Alger. C. R. 97, 1540—1541; Nat. 19, 255.
—— Sur le spectre de la comète Pons-Brooks. C. R. 98, 32—33.
—— Variation singulière de la comète Pons-Brooks. C. R. 98, 614.

Trépied, C. Sur le spectre de la comète Fabry. C. R. 102, 1009—1010.
Vogel, H. C. Ueber die Spectra der Cometen. Astr. Nachr. 80, 183—188; Pogg. Ann. 149, 400—408; Nat. 9, 193.
—— Ueber das Spectrum des von Borrelly am 20. August entdeckten Cometen, sowie über das des hellen von Henry am 23. August aufgefundenen Cometen. Astr. Nachr. 82, 217—220; Am. Jour. (3) 6, 393.
—— Spectroskopische Beobachtung des Cometen I, 1871. Astr. Nachr. 77, 285.
—— Ueber die Spectra der Cometen b und c, 1881. Astr. Nachr. 100, 301—304.
—— Ueber das Spectrum des Cometen Wells. Astr. Nachr. 102, 159, 199—202.
—— Beobachtungen des grossen September-Cometen 1882. Astr Nachr. 103, 279—282.
—— Einige Beobachtungen über den Cometen Pons-Brooks, insbesondere über das Spectrum desselben. Astr. Nachr. 108, 21—26.
—— Beobachtungen des Cometen von 1881. Publ. d. Astr. Obs. zu Potsdam 2, Nr. 8.
Watts, W. M. Spectrum of Brorsen's Comet. Nat. 20, 27—28, 94.
Wolf, C. Observations des comètes b (Winnecke) et c (Swift-Borelly) 1877. C. R. 84, 929—931, 1289—1292.
—— Observations de la comète b, 1881. C. R. 93, 36.
Wolf und Thollon. Beobachtungen des Cometen b. C. R. 92, 1477—1481.
Wolf et Rayet. Lumière de la comète de Winnecke. C. R. 71, 49.
—— —— Spectre de la comète c, 1873. C. R. 77, 529.
—— —— Observations spectroscopiques sur la comète de Coggia. C. R. 79, 370—371.
Young, C. A. The spectrum of Hartwig's comet. The Observatory 1880, 645—648.
—— Spectroscopic observations upon the comet b, 1881. Am. Jour. (3) 22, 135—137.
—— Spectrum of Brorsen's Comet. Am. Jour. (3) 17, 373—375; Nat. 19, 559; Phil. Mag. (5) 8, 178—179.
—— Observations on Encke's Comet. Am. Jour. (3) 3, 80—84.
—— Observations of Comet Pons-Brooks. Astr. Nachr. 108, 305—308.

6. Nebelspectra.

d'Arrest, H. L. Undersøgelser over de nebulose Stjerner i Henseende til deres spectralanalytiske Egenskaber. Kjøbenhavn 1872.
—— Spectroskopische Beobachtung zweier Nebelflecken. Astr. Nachr. 79, 193—196.
—— Ueber Huggins Beobachtungen. Astr. Nachr. 80, 189—190.
Bredichin, Th. Ueber die Spectra einiger Nebel. Mem. Spettr. Ital. 1875, November.
Clerke, A. The spectra of the Orion nebula and of the Aurora. The Observatory 1889, 363—394.
Copeland. Note on the visible spectrum of the great nebula in Orion. Monthly Not. 48, 360.
Draper, H. On photographs of the nebula in Orion and of its spectrum. Am. Jour. (3) 23, 339; Monthly Not. 42, 367—368; Nat. 26, 33; C. R. 94, 1243.
Fievez, C. Recherches sur l'intensité relative des raies spectrales des nébuleuses. Bull. Acad. R. Belg. (2) 49, 107—113; Phil. Mag. (5) 9, 309—312.
Herschel, J. Spectra of southern nebulae. Proc. R. Soc. 16, 416, 417, 451; 17, 58, 61, 303.
Huggins, W. and Miller, W. A. On the spectra of some of the nebulae. Phil. Mag. (4) 31, 523—532.
Huggins, W. Spectra of the nebulae. Phil. Trans. (1864) 437; Proc. R. Soc. 13, 492—493.
—— Spectrum of the Great Nebula in the Sword-Handle of Orion. Proc. R. Soc. 14, 39.
—— Further observations on the spectra of some of the nebulae. Phil. Trans. (1866) 381—387; Proc. R. Soc. 15, 17.

Huggins, W. On the spectrum of the Great Nebula in Orion, and on the motions of some stars towards or from the earth. Proc. R. Soc. 20, 379—394; Phil. Mag. (4) 45, 133—147; Nat. 6, 231—235; Am. Jour. (3) 5, 75—78; Monthly Not. 32, 359—362; C. R. 94, 685.
—— On the inferences to be drawn from the appearance of bright lines in the spectra of irresolvable nebulae. Proc. R. Soc. 26, 179—181.
—— Photographic spectrum of the Great Nebula in Orion. Nat. 25, 489; Ann. Chim. et Phys. (5), 28, 282; Proc. R. Soc. 33, 425; Am. Jour. (3) 23, 335—336.
—— L'intensité relative des raies spectrales de l'hydrogène et de l'azote en rapport avec la constitution des nébuleuses. Bull. Acad. R. Belg. (2) 49, 266—267.
Huggins W. and Mrs. Huggins. On the spectrum, visible and photographic in the great nebula of Orion. Proc. R. Soc. 46, 40—60; Monthly Not. 49, 403; C. R. 108, 984—986.
Kirkwood, D. Testimony of the spectroscope to the nebular hypothesis. Am. Jour. (3) 2, 155; Phil. Mag. (4) 42, 399.
Lindsay. Note on the Rev. T. W. Webb's new nebula. Monthly Not. 40, 91.
Maunder. Note on the spectrum of the great nebula in Orion. Monthly Not. 49, 308.
Pickering, E. C. New planetary nebulae. Am. Jour. (3) 20, 303—305; Astr. Nachr. 103, 95, 165; 105, 335.
Secchi, A. Lumière spectrale de la nébuleuse d'Orion. C. R. 60, 543.
—— Spettro di alcune nebulose. Naturforscher 1, 279; 2, 279, 356; Mem. Spettr. Ital. 1, 33.
Sueur, Le. Nebula of Argo. Proc. R. Soc. 18, 245.
—— Observations of the Nebula of Orion, made with the great Melbourne Telescope. Proc. R. Soc. 18, 242.
Stone, E. J. On a cause for the appearance of bright lines in the spectra of irresolvable star-clusters. Proc. R. Soc. 26, 156—157, 517—519; Monthly Not. 38, 106—108.
Taylor, A. Notes on observations of nebulae spectra at Hurstside Observatory. Monthly Not. 49, 124.
Vogel, H. C. Resultate spectralanalytischer Beobachtungen. Astr. Nachr. 78, 245.
—— Ueber das Spectrum des von Webb entdeckten Nebels im Schwan. Astr. Nachr. 96, 287; Monthly Not. 40, 294.
Winnecke. The nebula in Cygnus. Monthly Not. 40, 92.
Winlock. On the spectrum of the great nebula in Orion. Jour. Frankl. Inst. 57, 229.
Zöllner, F. Neue Linien im Spectrum planetarischer Nebel. Pogg. Ann. 144, 451.

7. Fixsternspectra.

Airy, G. B. Measurements of stellar lines. Monthly Not. 23, 190.
d'Arrest. Auffindung neuer ausgezeichneter Sternspectra vom 3. und 4. Secchischen Typus. Astr. Nachr. 84, 263—268.
Backhouse, J. W. On the spectrum of the new star in Cygnus. Monthly Not. 39, 34—37; Nat. 15, 295—296.
Becquerel, E. The new star in Cygnus. Monthly Not. 37, 200—202; Am. Jour. (3) 13, 395—397.
Christie, W. H. M. Spectroscopic observations at the Royal Observatory, Greenwich. Nat. 28, 136—139; 30, 147—148.
Copeland, R. Spectroscopic observations made at the Earl of Crawford's observatory, Dun Echt.. Monthly Not. 45, 90.
—— Spectrum of a new star in Orion. Monthly Not. 46, 109—114.
—— The new star in Cygnus. Astr. Nachr. 89, 37—40, 63; 90, 351—352; Nat. 15, 315—316; Am. Jour. (3) 15, 76—77.
Cornu, A. Sur le spectre de l'étoile nouvelle de la constellation du Cygne. C. R. 83, 1172—1174: Nat. 15, 158.

Cornu, A. Wellenlängenbestimmungen der Wasserstofflinien (in den weissen Sternen). Jour. de Phys. (10) 5, 341—354.
Cruls, L. Recherches spectroscopiques sur quelques étoiles non encore étudiées. C. R. 91, 486—487.
Donati. Intorno alle Strie degli Spettri Stellari. Il Nuovo Cim. 15, 292; Annali di Museo Fiorentino 1862.
—— Memorie astronomiche. Monthly Not. 23, 101—107.
Draper, H. Untersuchungen über astronomische Spectralphotographien. Proc. Amer. Acad. 1884.
—— Researches upon the photography of stellar and planetary spectra. Proc. Amer. Acad. n. s. 11, 231—261; Am. Jour. (3) 18, 419—425; Nat. 21, 83—85.
—— Photographs of the spectra of α Lyra and of Venus. Am. Jour. (3) 13, 95; Nat. 15, 218; Phil. Mag. (5) 3, 238.
Dunér, N. C. Sur les étoiles à spectres de la troisième classe. K. Svenska Vetenskaps-Akademiens Handlingar 21, 2.
—— Bemerkungen über Sternspectra. Astr. Nachr. 93, 5—9; 305—307.
—— Spectra der Classe III. Astr. Nachr. 92, 249; 93, 5, 305; 102, 195.
Ellery, R. L. J. Preliminary spectroscopic survey of southern stars, made at the Melbourne Observatory with a Maclean direct-vision spectroscope on the 8-inch equatorial. Monthly Not. 49, 439; 50, 66.
Espin, T. E. Ueber helle Linien im Spectrum von R Leonis und R Hydrae. Astr. Nachr. 121, 143.
—— The bright line in the Spectrum of R Cygni. Astr. Nachr. 120, 41.
—— Ueber eine bemerkenswerthe Veränderung im Spectrum von R Cygni. Astr. Nachr. 119, 365.
—— Ueber helle Linien im Spectrum von χ Cygni. Astr. Nachr. 121, 351.
—— The Spectrum of S Cassiopejae. Astr. Nach. 123. 143.
—— Ueber helle Linien im Spectrum von R Andromedae. Astr. Nachr. 123, 31.
—— Note on the bright line spectra of R Andromedae and R Cygni and on the suspected bright lines in R Cassiopejae and on the spectrum of W Cygni. Monthly Not. 50, 32.
—— On the spectra of R Cygni and Mira Ceti, and some stars with probably similar spectra. Monthly Not. 49, 18.
—— A catalogue of the stars of the IV. type. Monthly Not. 49, 364.
—— Stars with remarkable spectra. Astr. Nachr. 118, 257; 119, 309; 129, 33.
Fleming, M. Spectra of δ and μ Centauri. Astr. Nachr. 123, 383.
Gothard, E. v. Die periodische Veränderlichkeit des Spectrums von β Lyrae. Astr. Nachr. 111, 161—164.
—— Spectroskopische Beobachtungen an Fixsternen. Ber. aus Ungarn 1, 207—209.
—— Beobachtungen der hellen Linien in dem Spectrum von γ Cassiopejae. Astr. Nachr. 106, 293; 108, 233.
—— Beobachtungen der hellen Linien in dem Spectrum von β Lyrae. Astr. Nachr. 108, 233.
—— Astrophysical observations made during the year 1882 at the Herény Observatory, Hungary. Monthly Not. 43, 420—424; Ber. aus Ungarn 1, 207—209.
Huggins, W. and Miller, W. A. Spectra of some of the fixed stars. Phil. Trans. (1864) 413; Phil. Mag., June, 1866; Proc. R. Soc. 12, 444; 13, 242.
—— —— Spectrum of the variable star α Orionis. Monthly Not. 26, 215.
—— —— Spectrum of a new star in Corona borealis. Proc. R. Soc. 15, 146.
Huggins, W. Spectrum analysis applied to the heavenly bodies. Rep. Brit. Assoc. 1866; do. 1868; Chem. News 19, 187.
—— Note on the heat of the stars. Proc. R. Soc. 17, 309.
—— Note préliminaire sur les photographies des spectres stellaires. C. R. 83, 1229.
—— Sur les spectres photographiques des étoiles. C. R. 90, 70—73; Am. Jour. (3) 19, 317.

Huggins, W. Lecture on the physical and chemical constitution of the fixed stars and nebulae. Chem. News 11, 270.

—— Note on the photographic spectra of stars. Proc. R. Soc. 25, 445; 30, 20; Nat. 21, 269—270; Phil. Trans. 171, 669—690.

—— Ueber das Spectrum von α Orionis. Monthly Not. 25, 155—157.

—— On the disappearance of the spectrum of ε Piscium at its occultation of January 4th 1865. Monthly Not. 25, 60—63.

—— Photographic spectra of stars. Proc. R. Soc. 30, 20—22.

Janssen, J. Sur le spectre de l'étoile α d'Orion. C. R. 57, 1008.

—— Nouvelle lettre annonçante la présence de la vapeur d'eau dans les planètes et les étoiles. C. R. 68, 376.

—— Sur quelques spectres stellaires remarquables par les caractères optiques de la vapeur d'eau. C. R. 68, 1545.

Keeler. Spectrum von γ Cassiopejae. Publ. of the Astr. Soc. of the Pacific Nr. 4.

Konkoly, N. v. Spectroskopische Beobachtung von γ Cassiopejae. Astr. Nachr. 107, 61—62.

Kövesligethy, R. v. Spectra von 115 Fixsternen und Bemerkungen über die Vertheilung der Typen. Berichte aus Ungarn 1, 127.

Lamont. Untersuchungen über das Spectrum der Fixsterne. Jahresber. der Sternwarte bei München 1868, 90.

Lockyer, J. N. Note on the bright lines in the spectra of stars and nebulae. Proc. R. Soc. 27, 50.

—— Spectre maximum de Mira Ceti. C. R. 107, 832—834.

Lohse, O. Ueber Schmidts neuen Stern im Schwan. Ber. d. K. Akad. d. W. Berlin 1877 826—843.

Maunder, E. W. Observations of the spectrum of a new star in Andromeda at Greenwich. Monthly Not. 46, (1885) 19—21.

—— Observations on the spectrum of Nova Orionis at Greenwich. Monthly Not. 46, (1885—1886) 114—115.

—— Spectroscopic observations of sundry stars and comets, made at the Royal Observatory Greenwich chiefly in the years 1887 and 1888. Monthly Not. 49, 300.

Merz, S. Spectrum der Fixsterne. Pogg. Ann. 117, 654.

Miller, W. A. Recent Spectrum Discoveries, 1863. Jour. Franklin Inst. 76, 29; Chem. News 1863.

Pechüle. Expédition danoise pour l'observation du passage de Vénus 1882.

Perrotin und Thollon. Observations spectroscopiques de la nouvelle étoile. C. R. 102, 356—358.

Perry, S. J. Outburst in Andromeda. Monthly Not. 46, (1885—1886) 22.

Pickering, E. C. Stars with peculiar spectra, discovered at the astronomical observatory of Harvard College. Astr. Nachr. 101, 73—74.

—— Investigations in stellar photography. Memoirs Amer. Acad. 11, (1886) 179—226.

—— Henry Draper Memorial. Annual report of the photographic study of stellar spectra conducted at the Harvard College Observatory. Cambridge.

—— Spectrum of the star LL. 13412. Nat. 23, 604.

—— On the lines of white stars. Boston Amer. Acad. 532.

—— Photographische Studien von Sternspectren. Scient. Amer. 7, 278.

—— Southern stars having peculiar spectra. Astr. Nachr. 123, 95.

—— Spectrum of Pleione. Astr. Nachr. 123, 95.

Pickering and Young. Researches on astronomical spectrum photography by the late H. Draper. Cambridge 1884.

Rutherfurd, L. M. Measurement of stellar spectra. Am. Jour. 35, 71, 407—409; 36, 154—157.

Scheiner, J. Vorläufige Mittheilung über Untersuchungen an photographischen Aufnahmen von Sternspectren. Astr. Nachr. 122, 321.

Scheiner, J. Untersuchungen über die Sternspectra vom I. Typus auf Grund von photographischen Aufnahmen. Sitzungsber. d. K. Akad. d. W. Berlin 1890, VIII.
Secchi, A. Sur les spectres prismatiques des corps célestes. C. R. 57, 71.
—— Lettre accompagnant l'envoi d'une figure du spectre d'α-d'Orion. C. R. 62, 591; Monthly Not. 26, 214.
—— Analyse spectrale de la lumière de quelques étoiles. C. R. 63, 324, 364.
—— Nouvelles recherches sur l'analyse de la lumière spectrale des étoiles. C. R. 63, 621.
—— Sur les spectres de quelques étoiles. C. R. 64, 345.
—— Nouvelle note sur les spectres stellaires. C. R. 64, 774.
—— Spectroscopie stellaire. C. R. 65, 389.
—— Note accompagnant la présentation d'un exemplaire de son mémoire »Sur les Spectres stellaires«, imprimé dans les publications de la Société des Quarante de Modène. C. R. 65, 562.
—— Note sur les spectres stellaires, et sur les étoiles filantes. C. R. 65, 979; 75, 606—613.
—— Note sur les spectres stellaires. C. R. 66, 124; 67, 373.
—— Étude spectrale des divers rayons du Soleil et rapprochements entre les spectres obtenus et ceux de certaines étoiles. C. R. 68, 959.
—— Note sur l'intervention probable des gaz composés dans les caractères spectroscopiques de la lumière de certaines étoiles en de diverses régions du Soleil. C. R. 68, 1086.
—— Note sur le spectre d'Antarès. C. R. 69, 163.
—— Catalog von 444 gefärbten Sternen mit Bemerkungen über ihre Spectra. Mem. Spettr. Ital. 1876, Dec.; C. R. 89.
—— Note sur les spectres des trois étoiles de Wolf. C. R. 69, 39, 163, 1053.
—— Nouvelles remarques sur les spectres fournis par divers types d'étoiles. C. R. 71, 252; Pogg. Ann. 131, 156.
—— Sur les diverses circonstances de l'apparition d'une bolide aux environs de Rome et sur les spectres stellaires. C. R. 75, 655—659.
—— Étude spectroscopique de la nouvelle étoile signalée par J. Schmidt. C. R. 84, 107, 290.
—— Stellar Spectrometry. Chem. News 18, 168.
—— Spettri prismatici delle Stelle fisse. Mem. I u. II. Atti della Soc. Ital., Roma, 1868.
—— Spectrum of α Orionis. Monthly Not. 26, 213, 274.
—— Les étoiles. Paris 1879, Milano 1878.
—— Die Sterne. Deutsche Ausgabe, Leipzig 1878.
Sherman. Spectrum of Nova Andromedae. Am. Jour. (3) 30, 378.
—— Ein Studium von β Lyrae. Am. Jour. 33, 126—129.
—— Bright lines in stellar spectra. Am. Jour. (3) 30, 378, 475; note by Maunder, Monthly Not. 46, 282—4; Entgegnung, do. 47, 14.
Sueur, A. Le. Spectrum of η Argo with bright lines. Nat. 1, 517.
—— Spectroscopic observations of various stars. Proc. R. Soc. 19, 18.
Stone and Carpenter. On the extraordinary variable lately discovered star near ε Coronae. Monthly Not. 26, 293—300.
Thollon, L. Observations spectroscopiques de la nouvelle étoile etc. C. R. 102, 356.
Vogel, H. C. Der neue Stern in Cygnus. Astr. Nachr. 89, 37—40, 63; 90, 351; Nat. 15, 315; Am. Jour. (3) 15, 76.
—— Einige spectralanalytische Untersuchungen an Sternen, ausgeführt mit dem grossen Refractor der Wiener Sternwarte. Ber. d. Wiener Akad. 88, II, 791—815.
—— Ueber das Spectrum des von Birmingham entdeckten Sterns. Astr. Nachr. 100, 57—58.
—— Referat über: Spectres de la troisième classe (Dunér). Viertelj.-Schr. d. Astr. Gesellsch. 22, 57—59.

Vogel, H. C. Spectralanalytische Mittheilungen. Astr. Nachr. 84, 113—124.
—— Einige Beobachtungen mit dem grossen Refractor der Wiener Sternwarte. Publ. d. Astr. Obs. zu Potsdam 4, Nr. 14.
—— Ueber das Spectrum des von Webb entdeckten Nebels im Schwan und eines neuen von Baxendell aufgefundenen Sterns im kleinen Hund. Astr. Nachr. 96, 287—288.
Vogel, H. C. und Müller, G. Spectroskopische Beobachtungen der Sterne bis einschliesslich 7.5ter Grösse in der Zone von —1°.bis 20° Decl. Publ. d. Astr. Obs. zu Potsdam 3, Nr. 11.
Vogel, H. W. Ueber die Spectra der weissen Fixsterne. Ber. d. K. Akad. d. W. Berlin (1880), 192—198; Nat. 21, 410.
Wolf et Rayet. Spectroscopie stellaire. C. R. 65, 292.
—— —— Sur trois petites étoiles. C. R. 1867 August.
Wolf. Analyse spectrale de la lumière de quelques étoiles. C. R. 68, 1470.

8. Nordlicht- und Zodiakallichtspectrum.

Abercromby, R. The aurora and its spectrum. Nat. 27, 173.
Ångström, A. J. Spectrum of aurora borealis. Nat. 10, 210; Pogg. Ann. Jubelband 424—429; Arch. de Genève (2) 50, 204; Jour. de Phys. 3, 210.
—— Spectrum des Nordlichtes. Pogg. Ann. 137, 161—163. Phil. Mag. (4) 38, 246.
Backhouse, F. W. Spectrum of the Aurora. Nat. 4, 66; 7, 182; 463; 28, 209.
Barker, G. F. Nordlichtspectrum. Nat. 7, 182.
—— Spectrum of the Aurora. Am. Jour. (3) 2, 465—468; 5, 81—84; Jour. Chem. Soc. (2) 10, 119; Chem. News 24, 270.
Börgen und Copeland. Spectrum des Nordlichtes in hohen Breiten. Naturforscher 4, 146.
Browning, J. On the spectrum of the aurora borealis. Monthly Not. 31, 17; Phil. Mag. (4) 41, 79; Am. Jour. (3) 1, 215.
Brunkirk, E. Aurora and its spectrum. The Observatory 1886, 311—312.
Capron, J. R. Aurorae: Their Characters and Spectra. London 1879.
—— The aurora borealis of Febr. 4, 1872. Nat. 5, 284.
—— Spectrum of the aurora and of the zodiacal light (with a list of authorities on the subject, included here). Nat. 7, 182—186.
—— The aurora spectrum. Nat. 7, 201.
—— The aurora and its spectrum. Nat. 25, 53. Jour. de Phys. (2) 2, 97.
—— The aurora. Nature 27, 83, 139, 198.
—— Comparison of some tube and other spectra with the spectrum of the aurora. Phil. Mag. (4) 49, 249—266.
—— Spectrum of Aurora. Nat. 3, 28; Phil. Mag. (4) 49, 481.
Church, A. H. Spectrum of the Aurora. Chem. News 22, 225.
Copeland, R. Observations of the aurora on Aug. 12 and 13, 1880. Nat. 22, 510.
Cornu, A. Spectre de l'aurore boréale du 4 février. C. R. 74, 390.
Davis, A. S. On a possible cause of the bright line observed by Angström in the spectrum of aurora borealis. Phil. Mag. (4) 40, 33—35.
Eiger, T. G. The aurora. Nat. 3, 6—7; 7, 182; 27, 85—86.
Ellery, R. J. Spectrum of the aurora. Nat. 4, 280.
Flögel. The continuous spectrum of aurora. Nat. 7, 183.
Frazer, P. Spectroscopic examination of the aurora, April 10, 1872. Proc. Am. Phil. Soc. 12, 579.
Gyllenskiöld, Carlheim. Aurores boréales. Stockholm 1887.
Herschel, A. S. On the spectrum of the aurora. Phil. Mag. (4) 49, 65—71; Nat. 3, 486.
—— Line in the yellow-green between D and E (principal auroral line). Nat. 7, 182.

Holden, E. S. Spectrum of the aurora. Am. Jour. (3) 4, 423; Phil. Mag. (4) 44, 478.
Huggins, W. On the wave-lenght of the principal line in the spectrum of the aurora. Proc. R. Soc. 45, 430—436, 46, 133—135.
Hyatt. Spectrum of the aurora. Nat. 3, 105.
Kirk, E. B. Spectrum of the aurora. The Observatory (1882) 271; (1886) 311.
Kirkwood, D. Spectrum of the aurora. Nat. 3, 126.
Lemström, S. Sur la décharge électrique dans l'aurore boréale, et le spectre du même phénomène. Arch. de Genève (2) 50, 225—242, 355—386; Nat. 28, 60—63, 107—109, 128—130; Jour. de Phys. (2) 2, 315—317.
Liais, E. L'analyse spectrale de la lumière zodiacale et sur la couronne des éclipses. C. R. 74, 262—264; Am. Jour. (3) 3, 390—391.
Lindsay. Spectrum of the aurora. Nat. 4, 347, 366; 7, 182.
Lockyer, J. N. Notes on the spectrum of aurora. Nat. 37, 358—359.
Maclear, J. P. Spectrum of aurora. Nat. 6, 329.
—— Spectrum of aurora australis. Nat. 17, 11.
Munro, J. Swan lamp spectrum and the aurora. Nat. 27, 173.
Newlands, J. A. R. Spectrum of the aurora. Chem. News 23, 213.
Oettigen, A. J. Das Nordlichtspectrum. Pogg. Ann. 146, 284—287; Ann. Chim. et Phys. (4) 26, 269—273.
Peirce. On the spectrum of the aurora borealis. Am. Jour. (2) 48, 404.
Perry, S. J. The aurora borealis of Febr. 4, 1872. Nat. 5, 303.
Pickering, E. C. Spectrum of the aurora. Nat. 3, 104.
Por'em and Wijkander. Spectrum of the aurora. Nat. 8, 536.
Prazmowski. Étude spectrale de la lumière de l'aurore boréale du 4 février. C. R. 74, 391.
Pringle, G. H. Spectrum of the aurora. Nat. 6, 260.
Proctor, H. R. Spectra of the aurora and corona. Nat. 3, 6, 68, 346, 369, 465; 6, 161, 220; 7, 242.
—— Spectrum of the aurora. Nat. 7, 182.
Rayet, G. Sur le spectre de l'aurore boréale. Jour. de Phys. 1, 363.
Respighi, L. Observations of the aurora borealis of Febr. 4 and 5, 1872. Nat. 5, 511; Gazz. Ufficiale d. Regno d'Italia. Febr. 5, 1872.
—— L'analyse spectrale de la lumière zodiacale. C. R. 74, 514.
—— Le spectre de la lumière zodiacale et le spectre de l'aurore boréale sont identiques. C. R. 74, 743.
Rowland, H. A. On the auroral spectrum. Am. Jour. (3) 5, 320.
Salet, G. Spectre de l'aurore boréale. Bull. Soc. chim. Paris, 1. Mars 1872; Ber. chem. Ges. 5, 222.
Schmidt. Spectrum of the aurora. Nat. 7, 182—183.
Seabroke, G. M. The aurora borealis of Febr. 4, 1872. Nat. 5, 283.
Secchi, A. Sur l'aurore boréale du 4 février observée à Rome, et sur quelques nouveaux résultats d'analyse spectrale. C. R. 74, 583—588.
—— Aurore boréale observée à Rome le 10 août à 10 heures du matin. C. R. 75, 606—613.
Serpieri, A. La luce zodiacale confronto tra le osservazioni del P. Dechevrens e quelle di G. Jones. Mem. Spettr. Ital. 9, 133—142.
Smyth, C. Piazzi. Spectra of aurora, corona and zodiacal light. Nat. 3, 509—510.
—— The aurora borealis of Febr. 4, 1872. Nat. 5, 282—283.
—— Spectroscopic observations of the zodiacal light in April 1872, at the Royal Observatory, Palermo. Monthly Not. 32, 277—288; Am. Jour. (3) 4, 245.
—— Spectrum of the aurora. Nat. 7, 182.
v. Struve, O. Beobachtung eines Nordlichtspectrums. Bull. Acad. St. Pétersbourg 13, 49.
Sueur, A. Le. Observations of the aurora. Proc. R. Soc. 19, 19.
Tacchini, P. Sur l'aurore boréale du 4 février 1872. C. R. 74, 540—542.

Vogel, H. C. Spectrum des Nordlichtes. Astr. Nachr. 78, 247—248.
—— Untersuchungen über das Spectrum des Nordlichtes. Ber. d. K. Säch. Ges. d. Wiss. 23, 285—299; Pogg. Ann. 146, 569—585; Jour. Chem. Soc. (2) 10, 1061; Am. Jour. (3) 4, 487.
—— Spectrum des Zodiakallichtes. Astr. Nachr. 79, 327—330.
Watts, W. M. Spectrum of the aurora. Phil. Mag. (4) 49, 410—411.
Wijkander, A. Observations sur le spectre de l'aurore boréale. Arch. de Genève (2) 51, 25—30.
Winlock. On the spectrum of the aurora borealis. Am. Jour. (2) 48, 123.
Wright, A. W. On the spectrum of the zodiacal light. Am. Jour. (3) 8, 39—46; Pogg. Ann. 154, 619—629.
Zöllner, F. Ueber das Spectrum des Nordlichtes. Ber. d. K. Sächs. Ges. d. Wiss. 22, 254—260; Pogg. Ann. 141, 574—581; Phil. Mag. (4) 41, 122—127; Am. Jour. (3) 1, 372—373.
—— Spectrum of the aurora. Nat. 7, 182—183.

9. Doppler'sches Princip, Linienverschiebungen.

Abney, W. Effect of a stars rotation on its spectrum. Monthly Not. 37, 278.
Airy, G. B. (später Christie, W. H. M.) Spectroscopic results for the motions of stars in the line of sight, obtained at the Royal Observatory, Greenwich. Monthly Not. 36, 318; 37, 22—36, 43—45; 38, 493; 41, 109; 42, 230; 43, 80; 44, 89; 45, 330; 46, 126; 47, 101; 48, 49, etc.
Ångström. Optische Untersuchungen. Pogg. Ann. 94, 141.
Ballot-Buijs. Akustische Versuche auf den Niederländischen Eisenbahnen nebst gelegentlichen Bemerkungen zur Theorie des Herrn Doppler. Pogg. Ann. 66, 321.
Bolzano, B. Ein Paar Bemerkungen über die neue Theorie des Prof. Doppler über das farb. Licht der Doppelst. Pogg. Ann. 60, 83.
Christie, W. H. M. Note on the displacement of lines in the spectra of stars. Monthly Not. 36, 313—317.
Crew, H. Period of the rotation of the sun as determined by the spectroscope. Am. Jour. 35, 151—160. Rep. Brit. Assoc. 1887, 583. Haverford College Publ. 1889.
Doppler, C. Ueber das farbige Licht der Doppelsterne. Abh. d. K. Böhm. G. d. W. Prag 1842. 5. Folge Band II.
—— Beleuchtung und Widerlegung der von Dr. Mädler in Dorpat gegen meine Theorie des farbigen Lichtes der Doppelsterne erhobenen Bedenken. Oester. Blätter für Litt. und Kunst von Schmidl.
—— Bemerkungen zu meiner Theorie des farbigen Lichtes der Doppelsterne mit vorzüglicher Rücksicht auf die von Dr. Ballot zu Utrecht dagegen erhobenen Bedenken. Pogg. Ann. 68, 1.
—— Einige Mittheilungen und Bemerkungen, meine Theorie des farbigen Lichtes der Doppelsterne betreffend. Pogg. Ann. 81.
—— Ueber den Einfluss der Bewegungen auf die Intensität der Töne etc. Pogg. Ann. 81.
—— Betreffend Dopplers Princip. Wien. Ber. IX, 217.
Dufour. Betreffend Beweis des Doppl. Princ. durch den Schall. Bull. Soc. Vaud. 9, 28.
v. Ettinghausen. Betreffend Dopplers Princip. Wien Ber. VIII, 593; IX, 27.
Fizeau. Idee zur Messung der Umlaufsbewegung der Erde. Pogg. Ann. 92.
—— Betreffend Beweis d. Doppl. Princ. durch den Schall. Ann. d. Chim. 4. Sér. 19.
—— Remarques sur le déplacement de raies du spectre par le mouvement du corps lumineuse ou de l'observateur. C. R. 69, 743; 70, 1062.
Gouy et Thollon. Sur le déplacement des raies du sodium observé dans le spectre de la grande comète de 1882. C. R. 96, 371—2; Nature 27, 380; Am. Jour. (3) 25, 309.
Hennessey, J. H. N. Note on the displacement of the solar spectrum. Proc. R. Soc. 22, 219.

Homann, H. Beiträge zur Untersuchung der Sternbewegungen und der Lichtbewegung durch Spectral-Messungen. Inaug.-Diss. Berlin 1885.

Houzeau et Montigny. Sur un travail de M. l'abbé Spée concernant le déplacement des raies des spectres d'étoiles. Bull. de l'Acad. R. Belg. 47, 318—324.

Huggins, W. Further observations of the Sun and of some of the stars and nebulae; with an attempt to discover therefrom whether these bodies are moving towards or from the earth. Proc. R. Soc. 16, 382.

—— On the motions of some of the nebulae towards or from the earth. Proc. R. Soc. 22, 251—254; Am. Jour. (3) 8, 75—77; Phil. Mag. (4) 471—474.

—— Sur le déplacement des raies dans les spectres des étoiles produit par leur mouvement dans l'espace. C. R. 82, 1291—1293; Phil. Mag. (5) 2, 72—74.

—— Spectra of some of the Stars and Nebulae. Philos. Trans. 1868 II, 529.

Ketteler, E. Astronomische Undulationstheorie. Bonn 1873.

—— Erwiderung auf einige Bemerkungen des Herrn Baron Eötvös. Pogg. Ann. 154, 260.

Klinkerfues, W. Die Aberration der Fixsterne nach der Wellentheorie. Leipzig 1867. pag. 22.

—— Fernere Mittheilungen über den Einfluss der Bewegung der Lichtquelle auf die Brechbarkeit eines Strahles. Nachr. K. Ges. d. W. Göttingen 4, 33.

—— Mr. Huggins Spectralanalyse der Himmelskörper. Deutsch mit Zusätzen. Leipzig 1868. pag. 55.

—— Ch. Biots Mathematische Theorie des Lichtes. Uebersetzt und mit einem Zusatze vermehrt. Leipzig 1867, pag. 130.

—— Einfluss der Bewegung der Lichtquelle auf die Brechung des Strahls. Astr. Nachr. Nr. 1538. (1865).

—— Untersuchungen aus der analytischen Optik. Astr. Nachr. Nr. 1582—1583 (1866).

v. Kövesligethy, R. Bestimmung der Bewegung des Sonnensystems durch Spectralmessungen. Astr. Nachr. 113, 327—328. Nat. 34, 131.

Kreil, C. Ueber Dopplers Erklärung des farbigen Lichtes der Doppelsterne und einiger anderer Gestirne. Astr. Meteor. Jahrbuch f. Prag. 1844.

Mach, Betreffend Dopplers Princip. Z. f. Math. 1861, p. 125.

—— Ueber die Aenderung des Tones und der Farbe durch Bewegung. Pogg. Ann. 112, 59; 116, 335.

Mayer, A. Akustische Versuche zum Beweise, dass die Wellenlänge eines sich fortbewegenden schwingenden Körpers verschieden ist von derjenigen, welche derselbe vibrirende Körper ohne Ortsveränderung hervorbringt. Pogg. Ann. 146, 110.

Moigno. Betreffend Dopplers Princip. Repertoire d'optique moderne. Paris 1850.

Montigny. Betreffend Beweis d. Doppl. Princ. durch den Schall. Bull. de l'Acad. d. Bruxelles 1848 II.

Niven, C. On a method of finding the parallax of double stars, and on the displacement of the lines of the spectrum of a planet. Monthly Not. 34, 339—347.

Petzval. Betreffend Dopplers Theorie. Wien. Ber. VIII, 134, 567; IX, 699.

Radau. Betreffend Beweis d. Doppl. Princ. durch den Schall. Carls Rep. 8, 46.

Seabroke, G. M. Spectroscopic observations of the motions of stars in the line of sight, made at the Temple Observatory, Rugby. Monthly Not. 39, 450—453; 47, 93; 50, 72.

—— On the displacement of the bright lines in the spectrum of the solar chromosphere. Monthly Not. 30, 198.

Scott, Russel. Betreffend Beweis d. Doppl. Princ. durch den Schall. Rep. d'optique moderne 1850.

Secchi, A. Déplacement des raies observées dans le spectre solaire. C. R. 70, 1213.

—— Troisième note sur les spectres stellaires. C. R. 66, 398—403.

—— Sur le déplacement des raies dans les spectres des étoiles produit par leurs mouvements dans l'espace. C. R. 82, 761, 812. Phil. Mag. (5) 1, 569.

Secchi, A. Nouvelles remarques sur la question du déplacement des raies spectrales, dû au mouvement propre des astres. C. R. 83, 117.
Sestini, B. Memoria sopra i colori delle stelle del catalogo di Baily. Roma 1847.
—— Memoria seconda interno ai colori delle stelle del catalogo di Baily. Roma 1847.
—— Betreffend Sternfarben. Astr. Journ. v. Dr. Gould. Cambridge 1850. Heft 11 u. 12.
Sohncke, P. L. Ueber den Einfluss der Bewegung der Lichtquelle auf die Brechung etc. Astr. Nachr. (1867) Nr. 1646; Pogg. Ann. 132.
Spée. Ueber die Verschiebung der Spectrallinien der Sterne. Mém. couronné par l'Acad. R. Belg. 1879.
Stone, E. J. Ueber eine Methode, um die Wirkung von kleinen Fehlern in der Einstellung zu vermeiden, wenn es sich um die Bestimmung von Veränderungen der Brechbarkeit in Folge von relativen Bewegungen in der Gesichtslinie handelt. Proc. R. Soc. 31, 381.
Thollon, L. Déplacement des raies spectrales, dû au mouvement de rotation du Soleil. C. R. 88, 169—171; Jour. Chem. Soc. 36, 574.
—— Spectre d'une cyclone solaire. C. R. 90, 87—89.
—— Observation faite sur une groupe de raies dans le spectre solaire. C. R. 91, 368—370.
Thollon et Gouy. Sur le déplacement des raies du sodium observé dans le spectre de la grande comète de 1882. C. R. 96, 371.
Vogel, H. C. Resultate spectralanalytischer Beobachtungen, angestellt in Bothkamp. Astr. Nachr. 78, 250.
—— Ueber den Einfluss der Rotation eines Sternes auf sein Spectrum. Astr. Nachr. 90, 71—76.
—— Versuche, die Bewegung von Sternen durch spectrographische Beobachtungen zu ermitteln. Astr. Nachr. 82, 291—298.
—— Ueber die Veränderungen der Tonhöhe bei Bewegung eines tönenden Körpers. Pogg. Ann. 158, 287.
—— Ueber die Bestimmung der Bewegung von Sternen im Visionsradius durch spectrographische Beobachtung. Ber. d. K. Akad. d. W. Berlin. 15. März 1888.
—— Ueber die Bestimmung der Bewegung von Sternen im Visionsradius. Astr. Nachr. 119, 97.
—— Ueber die auf dem Potsdamer Observatorium unternommenen Untersuchungen über die Bewegung der Sterne im Visionsradius vermittelst der spectrographischen Methode. Astr. Nachr. 121, 241.
—— Spectroskopische Beobachtungen an Algol. Astr. Nachr. 123, 289.
Vogel, H. C. und Scheiner, J. Spectrographische Beobachtungen an Algol. Ber. d. K. Akad. d. W. Berlin. 28. Nov. 1889.
Voigt, W. Ueber das Doppler'sche Princip. Götting. Nachr. 1887. Nr. 2. p. 41—51.
Willigen, van der. Sur la fausseté de la proposition que la réfraction des rayons lumineux est modifiée par le mouvement de la source lumineuse et du prisme. Archives Musée Teyler III, fasc. 4.
Young, C. A. Observations on the displacement of lines in the solar spectrum caused by the Sun's rotation. Am. Jour. (3) 12, 321—328.
Zöllner, F. Ueber die spectroskopische Beobachtung der Rotation der Sonne, und ein neues Reversionsspectroskop. Pogg. Ann. 144, 449.

10. Allgemeines, Theoretisches, Geschichtliches, Einzelwerke und fortlaufende Publicationen.

Abney, W. Reversal of the developped photographic image. Phil. Mag. (5) 10, 200—208.
—— Physics in photography. Nat. 18, 489—491, 528—531; 543—546.
Akin, C. H. Mathematische Theorie der Spectralerscheinungen. Ber. d. Wiener Acad. 53 I, 392; 53 II, 574.

Amory, R. Theory of absorption-bands in the spectrum, and its bearing in photography. Proc. Am. Acad. 13, 216.

Ångström, A. J. Neue Bestimmung der Wellenlängen. Pogg. Ann. 123, 489.

Baumgartner, v. Chemie und Geschichte der Himmelskörper nach der Spectralanalyse. Alman. d. K. Akad. d. W. 1862.

Becker, G. F. Contribution to the History of Spectrum Analysis. Am. Jour. (3 16, 392.

Bothkamper Beobachtungen. Band 1 bis 3.

Brasack, Fr. Ueber Spectralanalyse (geschichtlich). Z. f. Naturw. 23, 185—234.

Braun, F. Ein Versuch über Lichtemission glühender Körper. Pogg. Ann. 33, 413.

Brester, A. Essai d'une théorie du soleil et des étoiles variables. Delft 1889.

Brewster, D. Treatise on Optics. Edinburgh 1831.

—— Note sur l'histoire de l'analyse spectrale. C. R. 62, 17—19.

Cailletet, L. De l'influence de la pression sur les raies du spectre. C. R. 74, 1082—1085.

Cazin, H. La spectroscopie. (Actualités scientifiques.) Paris 1878. 1—146.

Chase, P. E. Spectral estimates of the Sun's distance. Proc. Am. Phil. Soc. 18, 227.

Ciamician, G. Ueber den Einfluss der Temperatur und Wärme auf die Spectra von Dämpfen und Gasen. Ber. d. Wien. Akad. 78; Wien. Anz. 1878, 158—160.

—— Spectroskopische Untersuchungen. Ber. d. Wiener Akad. 79, II 8; Am. Jour. 1, 301; Chem. News 40, 285; 43, 211, 270.

Claudet. Des actions que les diverses radiations solaires exercent sur les couches d'iodure, de chlorure ou de bromure d'argent. C. R. 25, 554. Bemerkung hierüber Becquerel, Ed., ibid. 594.

Clerke, A. M. A Popular History of Astronomie during the nineteenth Century. Edinburgh 1887.

—— Geschichte der Astronomie des 19. Jahrhunderts. Uebersetzt von H. Moser. Berlin 1889.

Cornu, A. Ueber die Spectrallinien, die sich von selbst umkehren, und die Analogie der Gesetze, welche ihre Vertheilung bestimmen, mit den für die Wasserstofflinien geltenden. C. R. 100, 1181—1188.

Deslandes, M. Beziehungen zwischen dem ultravioletten Spectrum des Wasserdampfes und den Bändern *A*, *B*, *α* des Sonnenspectrums. C. R. 100, 854—857.

Delaunay. Notice sur la constitution de l'univers. 1ière partie: Analyse spectrale. Annuaire (1869) publié par le bureau des longitudes.

Demarçay, D. Sur quelques procédés de spectroscopie pratique. C. R. 99, 1022.

Dibbits, H. C. De Spectraal Analyse. Akademische Prœfschrift. Rotterdam 1863.

Dorn, E. Gleichheit von Absorptions- und Emissionsvermögen. Pogg. Ann. 26, 331.

Draper, Betrifft die Glühtemperatur der Körper. Phil. Mag. 30, 345.

Draper, J. W. Early contributions to spectrum-photographie and photo-chemistry. Nat. 10, 243—244.

Duhem. Sur le renversement des raies du spectre. Jour. de Phys. (2) 4, 221—225.

Ebert, H. Ueber den Einfluss der Schwellenwerthe der Lichtempfindung auf den Charakter der Spectra. Pogg. Ann. n. F. 33, 136.

—— Ueber den Einfluss der Dicke und Helligkeit der strahlenden Schicht auf das Aussehen des Spectrums. Phys. med. Soc. Erlangen. Pogg. Ann. 33, 155.

Fievez, Ch. Ueber die Verbreiterung der Wasserstofflinien. C. R. 92, 521—522; Bull. de l'Acad. R. Belg. (3) 12, 324—332.

—— Studie über den Ursprung der Fraunhofer'schen Linien in ihrer Beziehung zur Constitution der Sonne. Bull. de l'Acad. R. Belg. (3) 12, 25—32.

—— Einfluss der Temperatur auf die Spectrallinien. Bull. de l'Acad. R. Belg. (3) 7, 348—355.

—— Nouvelles recherches sur l'origine optique des raies spectrales en rapport avec la théorie ondulatoire de la lumière. Bull. de l'Acad. R. Belg. 15, 81—86.

Forbes, J. D. Note relative to the supposed Origine of the Deficient Rayes in the Solar Spectrum. Phil. Mag. (1836) 453.

Foucault. D-Linie im elektrischen Lichte. L'Institut (1849) 45.

Franckland et Lockyer. Recherches sur les spectres des gaz dans leur rapports avec la constitution du Soleil, des étoiles et des nébuleuses. C. R. 68, 1519; Proc. R. Soc. 17, 453; 18, 79.

Grandeau, L. N. Instruction pratique sur l'analyse spectrale. Paris 1863.

Greenwich spectroscopic and photographic results. (Auch in den Monthly Not. veröffentlicht, soweit sie die Linienverschiebungen betreffen.)

Griffith, G. Ueber die Erzeugung eines reinen Spectrums durch Newton. Rep. Brit. Assoc. 1885, 940—942.

Grünwald, A. Ueber die merkwürdigen Beziehungen zwischen dem Spectrum des Wasserdampfes und den Linienspectren des Wasserstoffs und Sauerstoffs, sowie über die chemische Structur der beiden letzteren und ihre Dissociation in der Sonnenatmosphäre. Wien. Anz. 1887. pg. 235—241.

—— Mathematische Spectralanalyse des Magnesiums und der Kohle. Ber. d. Wien. Akad. 96, II.

—— Spectralanalyse des Cadmiums. Wien. Anz. 1888, 187.

Hartley, W. N. Reversal of the metallic lines as seen in over-exposed photographs of spectra. Proc. R. Soc. 34, 84.

—— Delicacy of spectrum photography. Proc. R. Soc. 36, (1885) 421—422; Jour. Chem. Soc. 48, (1885) 466.

Hartshorne, H. Note on the theoretical explanation of Fraunhofer's lines. Jour. Franklin Inst. 75, 38—43; 105, 38; Les Mondes 45, 517—522.

Herény, Publikationen des astrophysikalischen Observatoriums zu —.

Herschel, A. S. On the methods and recent Progress of Spectrum Analysis. Chem. News 19, 157.

Hoppe-Seyler, F. Die Spectralanalyse. Ein Vortrag. Berlin 1869.

Huggins, W. On the results of spectrum analysis applied to heavenly bodies. London 1866.

—— Ergebnisse der Spectralanalyse in Anwendung auf die Himmelskörper. Deutsch von Klinkerfues. Leipzig 1868.

Hunt, T. St. Chemistry of the heavenly Bodies since the time of Newton. Proc. Cambridge Phil. Soc. 4, 129—139; Am. Jour. (3) 23, 123—138; Ann. Chim. et Phys. (5) 28, 105.

Janssen, J. Les méthodes en astronomie physique. Ann. du Bureau des longitudes, 1883, 779.

Kahlbaum, G. W. Aus der Vorgeschichte der Spectralanalyse. (Vortrag.) Basel 1888.

Kayser, H. Lehrbuch der Spectralanalyse. Berlin 1883.

Kirchhoff, G. Ueber den Zusammenhang zwischen Emission und Absorption von Licht und Wärme. Ber. d. k. Akad. Berlin 27. Oct. 1859; Phil. Mag. (4), 19, 163.

—— Ueber das Verhältniss zwischen dem Emissionsvermögen und dem Absorptionsvermögen der Körper für Wärme und Licht. Pogg. Ann. 109, 275—299; Phil. Mag. (4), 20, 1.

Kirchhoff, G. und Bunsen, R. Chemische Analyse durch Spectralbeobachtungen. Pogg. Ann. 110, 161—187; 113, 337—379; Phil. Mag. (4) 20, 89.

Kirchhoff, G. Untersuchungen über das Sonnenspectrum und die Spectren der chemischen Elemente. Berlin, Dümmler, 1866—1872. 2 Theile. Mit vier Tafeln. Besondere Abdrücke aus den Abhandlungen der Berliner Akademie der Wissenschaften 1861 und 1862.

—— Geschichtliches über Spectralanalyse. Pogg. Ann. 118, 94, 102; Phil. Mag. (4) 25, 250.

Klinkerfues, W. Die Spectralanalyse und ihre Anwendung in der Astronomie. Berlin 1879.

v. Konkoly, N. Praktische Anleitung zur Anstellung astronomischer Beobachtungen. Braunschweig 1883.
—— Beobachtungen, angestellt am astrophysikalischen Observatorium zu O'Gyalla.
v. Kövesligethy, R. Theorie der continuirlichen Spectra. Ber. aus Ungarn 4, 9—10, 5, 20—28.
—— Theorie der Lockyer'schen Spectralmethode und Linienverwandtschaften. Ber. aus Ungarn 5, 29—31.
—— Wladimir Michelsons Spectraltheorie. Ber. aus Ungarn 7, 24—35.
—— Thèorie der discontinuirlichen Spectra. Ber. aus Ungarn 5, 20—31.
—— Theorie der continuirlichen Spectra. Ber. aus Ungarn, 4, 9—10; Abh. der ungar. Akad. d. W. 12, Nr. 11.
—— Mathematische Spectralanalyse. (Auszug.) Astr. Nachr. Nr. 2805.
Ladd, W. On the Results of Spectrum Analysis as applied to the heavenly bodies. A Lectüre delivered before the British Association at the Nottingham Meeting, August 24, 1866. London, 1866, with photographs of the stellar spectra. Chem. News 14, 178, 199, 209, 235.
Ladenburg, A. Die kosmischen Consequenzen der Spectralanalyse. Kiel 1884.
Lamansky, S. Sur la loi de Stokes. R. C. 88, 1192.
Langley, S. P. A proposed new method in solar spectrum analysis. Am. Jour. (3) 14, 140—146.
—— Neue Methode der Anwendung der Spectroskopie auf Probleme der physikalischen Astronomie. C. R. 84, 1145—1147.
Lecher, E. Ueber Ausstrahlung und Absorption. Ber. d. Wiener Akad. 85, 441—490; Pogg. Ann. 17, 477—518.
Lecoq de Boisbaudran, F. Théorie des spectres. C. R. 82, 1264—1266; Jour. Chem. Soc. 2, (1876) 470.
Lielegg, A. Die Spectralanalyse. Weimar 1867.
Lippich. Ueber die Breite der Spectrallinien. Pogg. Ann. 139, 465—479; Am. Jour. (2) 50, 106—108.
Lockyer, J. N. The Spectroscope and its Applications. London 1873.
—— Das Spectroskop und seine Anwendungen. Deutsch von Schellen. Braunschw. 1874.
—— Studies in Spectrum Analysis. London and New York 1878.
—— Studien zur Spectralanalyse. Deutsch. Leipzig 1879.
—— Preliminary note on the compound nature of the line spectra of elementary bodies. Proc. R. Soc. 24, 352—354; Phil. Mag. (5) 2, 229—231; Ann. Chim. et Phys. (5) 25, 190; Jahresber. d. Chemie 14, 45.
—— Spectrum photography. Nat. 10, 109, 254.
—— Researches in spectrum analysis in connexion with the spectrum of the sun. Nr. 1—7. Proc. R. Soc. 21, 22, 25, 27, 28.
—— Suggestions on the classification of the various species of heavenly bodies. Proc. R. Soc. 43, 1—93.
—— On a new method of spectrum observation. Proc. R. Soc. 30, 22—31; Chem News 41, 84—87; Am. Jour. (3) 19, 303—311; Ber. chem. Ges. 13, 938—939.
—— Spectroscopic Notes. (Viele Nummern.) Proc. R. Soc., C. R. etc.
—— Meteorische Hypothese. Nat. 37, 55, 80, 585, 606; 38, 8, 31, 56, 79.
—— Ueber die Nothwendigkeit einen neuen Ausgangspunkt in der Spectralanalyse zu wählen. Nat. 21, 5—8.
—— Some phenomena attending the reversal of lines. Proc. R. Soc. 28, 428—432.
—— Untersuchungen über Spectralanalyse in Verbindung mit dem Sonnenspectrum. Proc. R. Soc. 27, 409.
Lommel, E. Ueber das Stokes'sche Gesetz. Pogg. Ann. n. F. 8, 244.
—— The Nature of Light. New York 1876.
Lorscheid, J. Die Spectralanalyse. Münster 1870.

Love, E. F. J. On a method of discriminating real from accidental coincidences between the lines of different spectra; with some applications. Phil. Mag. (5) 25, 1—6.
Lubarsch, O. Das Stokes'sche Gesetz. Pogg. Ann. n. F. 9, 665.
Michelson, W. A. Versuch einer theoretischen Erklärung der Energievertheilung in den Spectren fester Körper. Jour. d. russ. phys.-chem. Gesellsch. (4) 19, 79—99; Phil. Mag. 25, 425—435.
Miller, W. A. A course of four lectures on spectrum analysis, with its applications to astronomy; delivered at the Royal Institution of Great Britain in May and June, 1867. Chem. News 15, 259, 276; 16, 8, 20, 47, 71.
Mousson, A. Resumé de nos connaissances actuelles sur le spectre. Arch. de Genève (1861).
Mac Munn, C. A. The Spectroscope. London 1880.
Parry, J. Spectral analysis. Pontypool 1888.
—— The practical use of the spectroscope. Industries 5, 1888.
Peirce, C. S. Mutual attraction of spectral lines. Nat. 21, 108.
Pellat. Renversement des raies spectrales. Bull. de la Soc. philomat. de Paris 11, 155—160.
Pickering, E. C. Henry Draper Memorial. (Erscheint jährlich.)
Potsdam, Publicationen des Astrophysikalischen Observatoriums in
Proctor, R. A. The spectroscope. London 1877.
Rayleigh. Ueber die untere Grenze des Spectrums mit besonderer Bezugnahme auf einige Beobachtungen von Sir John Herschel. Phil. Mag. (5) 4, 348—353.
—— Note on a natural limit to the sharpness of the spectral lines. Nat. 8, 474—475.
Roscoe, H. E. Spectrum Analysis. London, Fourth Edition. 1886.
—— Lectures on Spectrum Analysis. Delivered at the Royal Inst. of Great Britain, 1861.
—— Die Spectralanalyse. Braunschweig 1873. 2. Auflage.
Rowney, T. Principles of spectrum analysis. Jour. Franklin Inst. 75, 31.
Salet, G. Traité de spectroscopie. Premier fascicule. pg. 1—240. Paris 1888.
Schellen, H. Die Spectralanalyse in ihrer Anwendung auf die Stoffe der Erde und die Natur der Himmelskörper. 3. Auflage. Braunschweig 1883.
Schuster. On the influence of temperature and pressure on the widening of the lines in the spectra of gazes. Rep. Brit. Assoc. 1873.
Secchi, A. Eine neue Methode, die Sonne spectroskopisch zu beobachten. Pogg. Ann. 143, 154.
—— Le Soleil. Paris 1875. 2te Ausgabe.
Secchi u. Schellen. Die Sonne. Braunschweig 1872.
Scechi, A. Résumé des resultats de l'analyse spectrale. N. arch. ph. nat. 23, 145.
Smyth, C. Piazzi, Colour in practical astronomy, spectroscopically examined. Proc. R. Soc. Edinburgh 29, 779—849.
—— Constitution of the lines forming the low temperature spectrum of Oxygen. Trans. R. Soc. Edinburgh 30, 419—425; Phil. Mag. (5) 13, 330—337.
Stewart, B. On Radiation and Absorption. Trans. R. Soc. Edinburgh 22.
—— Reply to Kirchhoff on the History of Spectrum Analysis. Phil. Mag. (4) 25, 354.
—— Some Points in the History of Spectrum Analysis. Nat. 21, 35.
Stieren, E. Zur Spectralanalyse. Pogg. Ann. 132, 469.
Stokes, G. G. Mathematical and physical Papers, reprinted from the original Journals and Transactions, with additional Notes by the Author. Cambridge, 1880—1883, 2 vols.
—— Early History of Spectrum Analysis. Nat. 13, 188—189.
—— Das Licht. Leipzig 1888.
—— On Light. London 1885.
Sundell, A. F. Researches on Spectrum analysis. Phil. Mag. 24, 98—106.

Sundell, A. F. Spectralversuche. Act. Soc. Scient. Fennicae 15, 1—11 (1885).
Talbot, A. F. Note on the early history of spectrum analysis. Proc. R. Soc. Edinburgh 7, 461—466.
Thalén, R. Om Spectralanalys, med en Spectralkarte. Upsala Universitets Årsskrift 1866.
Trowbridge, J. and Sabine, W. C. On the use of steam in spectrum analysis. Phil. Mag. 27, 139—140; Am. Jour. 37, 114—116.
Watts, W. M. General Methods of observing and mapping Spectra. Rep. Brit. Assoc. 1881.
Weber, H. F. Die Entwickelung der Lichtemission glühender fester Körper. Ber. d. K. Akad. d. W. Berlin 1887, 491—504.
Wiedemann, E. On a means to determine the pressure at the surface of the sun and stars, and some spectroscopic remarks. Phil. Mag. (5) 10, 123—125; Proc. Phys. Soc. 4, 31—34.
—— Untersuchungen über die Natur der Spectra. Pogg. Ann. n. F. 5, 500; Phil. Mag. (5) 7, 77; Pogg. Ann. n. F. 6, 298.
—— Zur Mechanik des Leuchtens. Pogg. Ann. n. F. 37, 177—248.
Wrottesley. Applications of Spectrum Analysis. London 1865.
Wüllner, A. Ueber die Spectra einiger Gase in Geissler'schen Röhren. Pogg. Ann. 135, 497—525; 137, 337—361.
—— Ueber den Uebergang der Gasspectra in ihre verschiedenen Formen. Ber. d. K. Akad. d. W. in Berlin, 25. Juni 1889.
—— Ueber den Einfluss der Dicke und Helligkeit der strahlenden Schicht auf das Aussehen des Spectrums. Pogg. Ann. n. F. 34, 647.
Young, C. A. The Sun. London 1883. 2. Ausgabe.
—— Die Sonne. Deutsch. Leipzig 1883.
—— Spectroscopic notes. (Viele Nummern.) Am. Jour.
Zantedeschi, F. Breve riassunto storico di studii spettroscopici. Venezia 1865.
Zenger, Chr. V. La mésure des étoiles doubles au spectromètre. C. R. 100, 901—902.
Zöllner, F. Ursache der ungleichen Intensität der dunklen Linien im Spectrum der Sonne und der Fixsterne. Pogg. Ann. 141, 373.
—— Ueber den Einfluss der Dichtigkeit und Temperatur auf die Spectra glühender Gase. Ber. d. K. Sächs. Ges. d. W. 1870, 233—253; Pogg. Ann. 142, 88—111; ges. Werke IV.
—— Abhandlungen. 4 Bände. Leipzig 1878—1881.

Namen- und Sachregister.

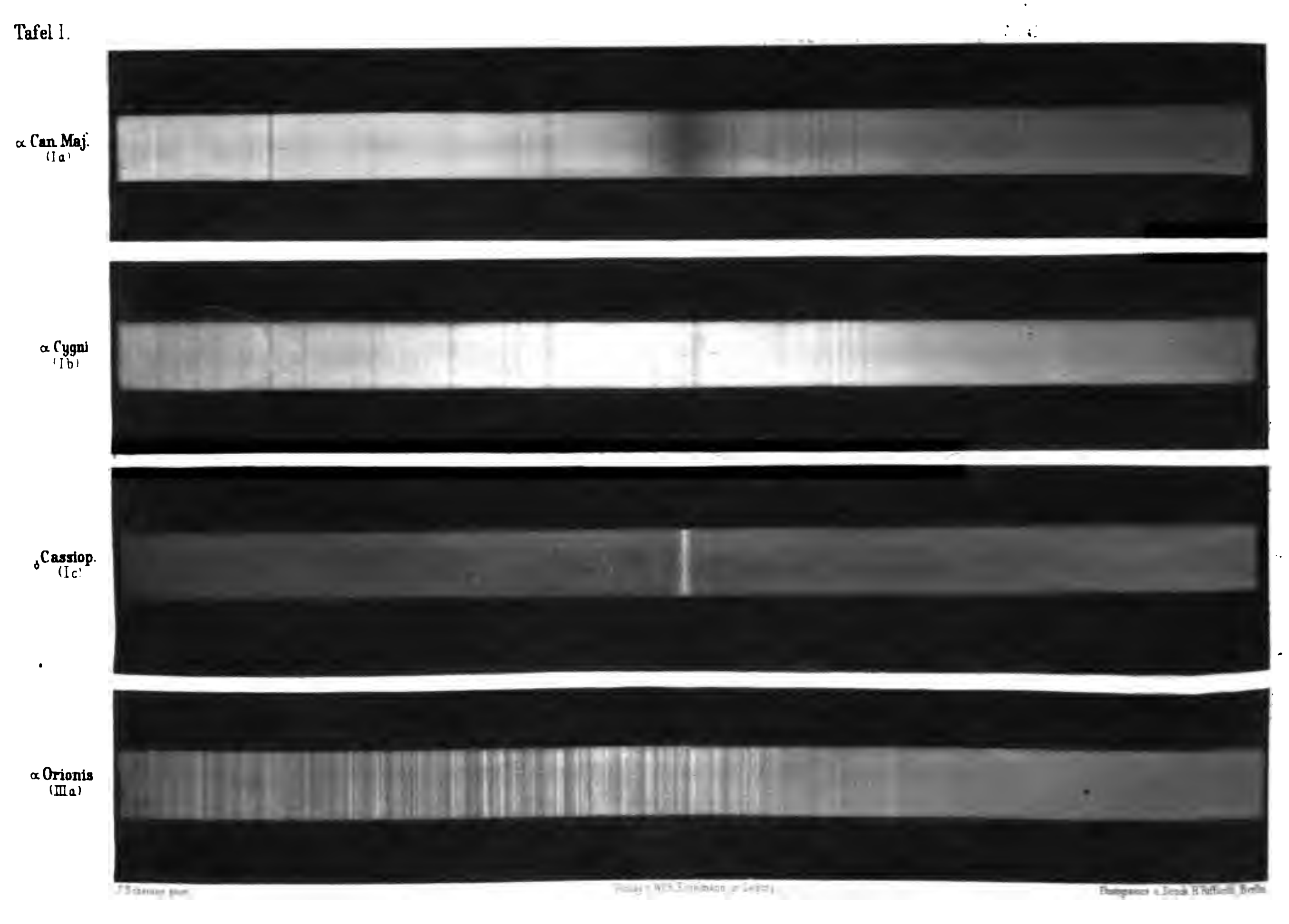
Bemerkungen zu den Spectraltafeln.

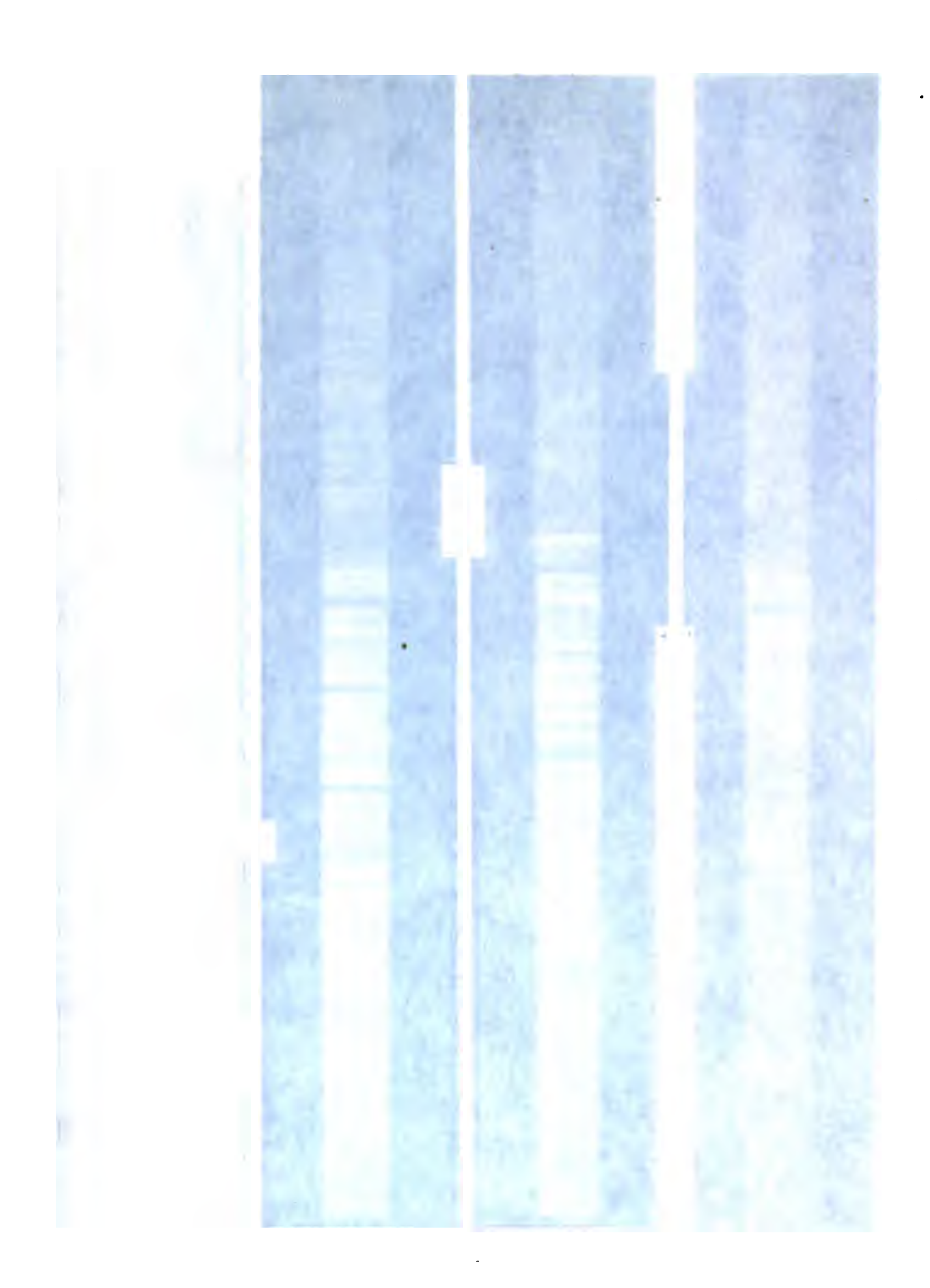
Die beiden Tafeln enthalten die photographischen Reproductionen einiger mit dem Potsdamer Spectrographen von mir aufgenommenen Sternspectra. Dieselben sind mit Hülfe des auf pag. 115 beschriebenen und abgebildeten Apparates nach den Originalnegativen vergrössert und verbreitert worden. Die Spectra erstrecken sich von den Wellenlängen $417\mu\mu$ bis $451\mu\mu$; die $H\gamma$-Linie befindet sich in der Mitte.

Auf Tafel I sind zunächst die Spectra der Classe Ia (α Can. maj.), Ib (α Cygni und Ic (γ Cassiop.) enthalten. Das Spectrum von γ Cassiop. ist künstlich hergestellt worden, doch ist der Anblick desselben durchaus naturgetreu. Das letzte Spectrum der Tafel I, α Orionis (IIIa), schliesst sich an die Spectra der Tafel II an, welche nur Spectra der zweiten Classe (IIa) enthalten, und zwar α Aurigae als reines Spectrum IIa, genau mit dem Sonnenspectrum übereinstimmend. Die drei folgenden Spectra (α Bootis, α Geminorum, α Ursae maj.) nähern sich immer mehr der Classe IIIa; ihre Linien werden entsprechend immer kräftiger und dunkler, so dass bei IIIa das Spectrum kurz hinter G fast vollständig abbricht. Dieser Uebergang in der Kraft der Linien ist in der Reproduction nicht zum Ausdruck gelangt.

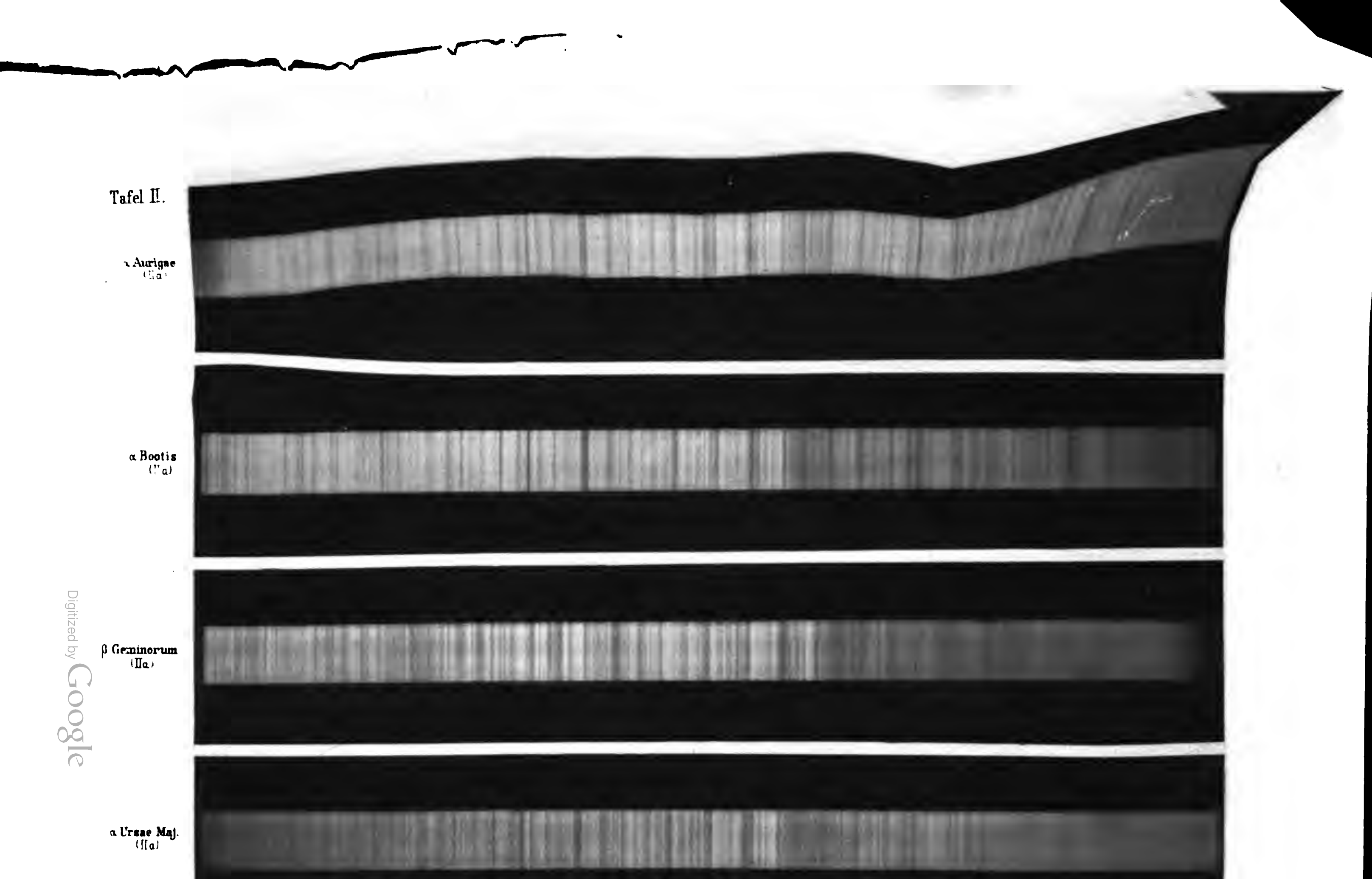
Druck von Breitkopf & Härtel in Leipzig.

Tafel I.





Tafel II.



Berichtigungen

zu

„Die Spectralanalyse der Gestirne".

---

pag. 17 Zeile 3 von oben ergänze x hinter dem Bruchstriche.
» 29 » 16 von oben lies: 7° 48′ statt: 19° 48′.
» 31 » 18 von unten und weiter lies: Bei kleinem brechendem Winkel ist die Ablenkung etwas grösser als die Hälfte des brechenden Winkels, also schon recht beträchtlich.
» 31 » 15 von unten lies: 7° 48′ statt: 19° 48′.
» 39 » 5 von unten lies: $\sin r_3$ statt: $\sin \frac{r}{3}$.
» 40 » 1 von oben ergänze $\cos i'$ im Nenner des Bruches.
» 54 » 8 von oben lies: Drehungsebene statt: Drehungebene.
» 60 » 15 von unten lies: Gitter statt: Spectrum.
» 61 » 2 von unten lies: Practice statt: Praxis.
» 122 » 7 von unten lies: Präcisirung statt: Präcision.
» 168 » 16 von oben lies: Hertz statt: Herz.
» 169 ist die zweite Anmerkung zu streichen.
» 192 Zeile 9 von oben: Nach den Untersuchungen Janssen's ist das Band α durch Absorption des Sauerstoffs verursacht und nicht durch Wasserdampf.
» 206, Anmerkung lies: (3) statt: (31).
» 214 Zeile 7 von oben. An Stelle des Satzes: »Nach der etc.« ist zu setzen: Nach späteren Beobachtungen hat Huggins sie mit Sicherheit als Fraunhofer'sche Linien erkannt.

pag. 218 und 219 Anmerkungen lies: XL statt: XV.

» 236. Die helle Natriumlinie im Spectrum des Cometen Wells ist zuerst von Copeland bemerkt worden.

» 244 Zeile 18 von unten. An Stelle des Satzes: »Bei den Schweifen etc.« ist zu setzen: Bei allen diesen Schweifen ist die repulsive Wirkung grösser als die Schwerkraft, die Schweife müssen sich von der Sonne wegwenden; bei den sogenannten anomalen Schweifen, die aus Meteoren bestehen sollen, ist sie geringer, u. s. w.

» 244 Zeile 3 von unten lies: lange statt: kurze.

» 247 letzter Abschnitt. Die hellste Nebellinie, deren Wellenlänge nach Keeler's neuesten Untersuchungen 500.59 $\mu\mu$ beträgt, ist nach dessen Resultaten, sowie auch nach neueren Beobachtungen von Huggins nicht identisch mit der einen Componente der zweifachen Stickstofflinie; wenn also nunmehr die Natur dieser Linie gänzlich unbekannt geworden ist, so fällt doch hiermit die bedeutende Schwierigkeit, die früher in der Annahme der Coïncidenz mit einer der Componenten der Stickstofflinie lag, weg. Auch mit Lockyer's Magnesium-»fluting« ist die Nebellinie nicht zusammenfallend, womit eine der wenigen scheinbaren Stützen der Lockyer'schen Meteorhypothese illusorisch geworden ist.

» 248 Zeile 3 von oben lies: 496 statt: 486.

» 248 » 2 von unten lies: H statt: H_γ.

» 272 » 18 von unten lies: Spectrums statt: Spectrum.

» 306 » 2 von unten lies: 3*a* ten statt: 3*b* ten.

» 308 » 18 von oben ergänze: nebst Dunér's Resultaten.

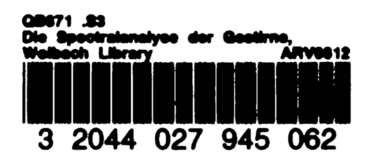
» 343 Anmerkung 2 ergänze: Ser. 3.

» 360 letzte Zeile und folgende Seite lies: so muss noch die Bedingung erfüllt sein, dass die Bahnebene nahe in der Gesichtslinie liegt; sind beide Körper gleich hell, so können nur geringe Lichtschwankungen eintreten, bis zu 0.8 Grössenclassen; ist aber der eine merklich dunkler, so können stärkere Unterschiede resultiren.

pag. 412 und folgende: In dem Cataloge der Sterne der Classe IIIa und IIIb sind die Positionen einiger Espin'schen Sterne noch um geringe Beträge unrichtig. Die mit einem * versehenen Espin'schen Sterne aus Monthly Not. Bd. 49 sind fälschlich auf 1890.0 bezogen statt auf 1900.0. Ausserdem sind noch folgende Corrigenda anzubringen:

Nr. 41 in Decl. $+1^\circ$
» 55 identisch mit 56
» 195 Grösse 8.8 statt: 8.0
» 231 in AR -10^s
» 293 DM $-8^\circ1462$ statt: $-8^\circ1461$
» 294 in AR 9^s zu ergänzen (vielleicht nicht in allen Exemplaren)
» 459 in AR -10^s
» 510 identisch mit 511
» 515 ist R Can. Ven.
» 566 DM $+27^\circ2509$ statt: $+27^\circ2609$
» 637 Decl. $-20'$
» 675 Decl. $+15'$
» 697 AR $+24^s$
» 733 Decl. $+1^\circ$
» 880 DM $+5^\circ4790$ statt: $+5^\circ4190$
» 881 identisch mit 882
» 925 AR $+1^m$
» 940 DM $+32^\circ4552$ statt: $+32^\circ4550$
» 976 AR $+38^s$, Decl. $-1'$
» 984 Decl. + statt: —.

» 436 Zeile 5 von oben lies: concave statt: concav.
» 436 » 5 von oben lies: practice statt: praxis.
» 440 » 11 von unten: Stevens etc. zu streichen.


QB671 .S3
Die Spectralanalyse der Gestirne,
Wolbach Library ARV9812
3 2044 027 945 062



